ORSAY
Série A, N°
N° D'ordre
28

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ
(MENTION SCIENCES)

PAR

Jeannine DELAUNAY

PREMIÈRE THÈSE

Contribution au modèle optique par la mesure de sections de réaction

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 28 juin 1966 devant la Commission d'examen

M.	A. BERTHELOT	Président
Mme	P. BENOIST-GUEUTAL	Examinateurs
M.	M. MELKANOFF	
M.	E. COTTON	

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ
(MENTION SCIENCES)

PAR

Jeannine DELAUNAY

PREMIÈRE THÈSE

Contribution au modèle optique par la mesure de sections de réaction

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 28 juin 1966 devant la Commission d'examen

M.	A. BERTHELOT	Président
Mme	P. BENOIST-GUEUTAL	Examinateurs
M.	M. MELKANOFF	
M.	E. COTTON	

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Janvier 1966

PROFESSEURS

Le Doyen ..... M. ZAMANSKY

MM.	PRENANT	T Anatomie et histologie comparée
	GRASSE	T Evolution des êtres organisés
	PREVOST	T Chimie organique
	WYART	T Minéralogie et cristallographie
	TEISSIER	T Zoologie
	AUGER	T Physique quantitative et relativité
	MONNIER	T Physiologie générale
	PIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T Physique E.N.S.
	CARTAN	T Mathématiques E.N.S.
	LAFFITTE	T Chimie générale
	N...	T Géométrie supérieure
	COULOMB	T Physique du globe
Mlle	COUSIN	T Biologie animale SPCN
MM.	CHRETIEN	T Chimie minérale
	BOCQUET	T Zoologie
	KASTLER	T Physique E.N.S.
	EPHRUSSI	T Génétique
	GAUTHERET	T Biologie végétale CPEM
	LUCAS R.	T Recherches physiques
	THOMAS A.	T Biologie cellulaire
	MORAND	T Physique enseignement
	SOLEILLET	T Physique CPEM
	FORTIER	T Mécanique expérimentale des fluides
	DRACH	T Zoologie
	QUENEY	T Météorologie et dynamique de l'atmosphère
	GALLIEN	T Embryologie
	EICHHORN	T Botanique
	DE CUGNAC	T Biologie végétale SPCN
Mlle	CAUCHOIS	T Chimie physique
MM.	THELLIER	T Physique du globe
	PONCIN	T Mécanique générale
	DUBREIL	T Arithmétique et théorie des nombres
	QUELET	T Chimie organique
	CAGNIARD	T Géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire
	CUVILLIER	T Micropaléontologie
	JUNG	T Géologie
	TRILLAT	T Microscopie et diffraction électronique
	WIEMANN	T Chimie organique et structurale
	VASSY	T Physique de l'atmosphère
	DESTOUCHES	T Théorie physique
	AMIEL	T Chimie générale
	HOCART	T Minéralogie et cristallographie
	MATHIEU J.-P.	T Physique optique
	COUTEAUX	T Cytologie
	CHOQUET	T Théorie des fonction et topologie
	FELDMANN	T Biologie végétale marine
	JOST	T Physiologie comparée
	FORTET	T Calcul des probabilités et physique mathématiques
	SCHWARTZ	T Calcul différentiel et intégral
	CHOUARD	T Physiologie végétale
	MALAVARD	T Aviation (technique aéronautique)
	BRELOT	T Analyse supérieure
	NORMANT	T Synthèse organique
	BENARD	T Chimie appliquée
	DUGUE	T Statistique mathématique
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiologie végétale appliquée
	KIRRMANN	T Théories chimiques
	CHADEFAUD	T Botanique
Mlle	LE BRETON	T Physiologie de la nutrition
MM.	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLERS	T Anatomie et histologie comparées
	EHRESMANN	T Topologie algébrique
	FRANÇON	T Physique SPCN
	GLANGEAUD	T Géographie physique, géologie dynamique
	DODEMENT	T Mathématiques MGP
	PISOT	T Technique mathématique de la physique
	KOCH	T Géologie
	SCHATZMANN	T Astrophysique
	TERMIER	T Géologie générale
	ZAMANSKY	T Mathématiques générales
	LENNUIER	T Physique M.G.P.
	ROUTHIER	T Géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T Physique théorique
Mme	DIXMIER	T Mathématiques M.P.C.
	SOUCHAY	T Chimie générale
	AIGRAIN	T Electrotechnique
	BRUSSET	T Chimie systématique
	LEVY	T Physique théorique des hautes énergies
Mme	CHAIX	T Chimie biologique
MM.	HUREL PY	T Biologie végétale CPEM
Mme	PANNETIER	T Chimie générale I
	BRUN	T Mécanique des fluides I
Mme	DUBREIL	T Mathématiques (Agrégation)
MM.	LELONG	T Mathématiques II E.N.S.
MM.	BELLAIR	T Géologie S.P.C.N.
	COTTE	T Physique électricité
	DUBOIS J.E.	T Chimie organique physique
	LAMOTTE	T Zoologie E.N.S.
	OLMER	T Energétique générale
	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T Chimie physique
	BROSSEL	T Physique atomique
	BUSER	T Physiologie comparée
	CAMUS	T Physiologie végétale
	CURIEN	T Minéralogie et cristallographie
	POSSOMPES	T Zoologie
	PULLMANN	T Chimie quantique
	TEILLAC	T Physique nucléaire et radioactivité
	VILLE	T Econométrie
	WILLEMART	T Chimie CPEM
	FREYMANN	T Recherches physiques
	ROLLET	T Chimie minérale
Mlle	JOSIEN	T Chimie SPCN
MM.	CHEVALLEY	T Géométrie algébrique et théorie des groupes
	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides
	LUCAS G.	T Géologie
	ALLARD	T Chimie physique
	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales
	BRICARD	T Météorologie
Mme	ALBE-FESSARD	T Psycho-physiologie
MM.	JULIA M.	T Etude des molécules naturelles complexes
	MAGAT	T Physico-chimie des rayonnements
Mlle	QUINTIN	T Electrochimie
MM.	MONOD	T Chimie du métabolisme
	DE POSSEL	T Analyse numérique
	CHARLOT	T Chimie analytique
	CHATELET	T Chimie CPEM
	MATTLER	T Physique SPCN
	BOUISSIERES	T Radiochimie
Mme	COUTURE	T Thermodynamique et mécanique physique
MM.	FRANC	T Biologie animale CPEM
	SCHNELL	T Botanique tropicale
	STOLKOWSKI	T Physiologie générale
	ACHER	T Chimie biologique
	BAUDOIN	T Biologie animale CPEM
	BEAUMONT	Biologie animale SPCN
	BLAMONT	Géophysique ionosphère
	BOUREAU	T Botanique
	CURIE D.	Physique MGP
	DURAND DELGA	T Géologie
	HELLER	T Physiologie végétale
	TORTRAT	T Calcul des probabilités
	CAILLEUX	T Géologie SPCN
	MAGNAN	Physique électricité
	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire
Mlle	FOURCROY	Biologie végétale SPCN
Mme	CHOQUET BRUHAT	Mécanique analytique et mécanique céleste
Mlle	VEIL	T Physiologie générale
MM.	LWOFF	T Microbiologie
	SIESTRUNCK	T Mécanique physique et expérim.
	CABANNES	T Mécanique générale
	CAIRE	T Géographie physique et géologie dynamique
	COMOLET	Mécanique des fluides
	DELLOUE	T Physique de l'exosphère
	HOUILLON	Biologie animale CPEM
	OLIVIER	Anthropologie
	SAMUEL	T Mathématiques (ENS jeunes filles)
	THIRY	T Mécanique céleste
	ABELES	T Physique SPCN
	AMAT	T Thermodynamique
	AUBOIN	T Géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire et radioactivité
MM.	BOUGIS	Biologie végétale marine - Villefranche-sur-Mer
	RIGAUDY	T Chimie SPCN
	COLLONGUES	Chimie CPEM
	DUBERT	Biochimie
	NOZIERES	Physique générale
	CADIOT	Chimie organique
	IVANOFF	Océanographie physique
	FRANÇOIS	Zoologie
	TALBOT	Génie chimique
Mme	NOUGAREDE	Botanique
MM.	BRUHAT	T Mathématique MPC
	FOURNET	Electricité générale
	DEHEUVELS	T Mathématiques propédeutique
	FURON	T Géologie SPCN
Mme	GANS	T Génétique
MM.	GENEVES	Biologie végétale CPEM
	HUPE	T Pétrographie
	HOLLANDE	T Biologie générale
	LIONS	T Analyse numérique
	MAITTE	T Chimie organique
	NICOLAS	Géologie appliquée
	PANIGEL	Biologie générale
	RAVIER	T Pétrographie
	MOREL F.	T Physiologie comparée
	ROSEAU	T Mécanique théorique des fluides
	ROUBINE	Electronique E.S.E.
	SILBER	T Chimie CPEM
	UEBERSFELD	T Electronique
	YVON	T Théories physiques
	HERVE	T Mathématiques
Mme	PECKER-WIMEL	T Astrophysique
MM.	BALKANSKI	Physique M.P.C.
	LE CORRE	T Electricité
	NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité
	ECHALIER	Biologie animale CPEM
	BARRAUD	T Physique CPEM
	DARS	Géologie structurale et appliquée
	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
	SIGWALT	T Chimie SPCN
	BLAQUIERE	Electronique
	BARUCH	Physique propédeutique
	ARNOUS	T Physique théorique
	SLONIMSKI	Génétique
	MALLIAVIN	T Mathématiques propédeutique
	GAUDEMAR	Chimie propédeutique
	BROUSSE	T Mécanique théorique
	ROSCH	T Astronomie
	GUY	T Physique expérimentale
	LAZARD	Mathématiques MPC
	MOREL P.	Physique MPC
	ARSAC	Programmation
	LEFEBVRE	Chimie MPC
	BOK	Physique propédeutique
	CHAPEVILLE	Biochimie
	BENOIT	Physique CPEM
	RIO	Chimie CPEM
	JAUZEIN	Géologie ENS
	PREVOST G.	Biologie végétale CPEM
	FAVARD P.	Biologie animale CPEM
Mme	CHARNIAUX-COTTON	Evolution des êtres organisés
Mlle	FICINI	Chimie CPEM
MM.	LEQUEUX	Astronomie
	COHEN-TANNOUDJI	Physique atomique
	TAVERNIER	Physique CPEM
	DURAND Michel	Biologie animale SPCN
	PASCAUD	Physiologie
Mme	PETIT	Biologie animale CPEM
MM.	CAGNAC	Physique agrégation
	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire
	KRASNER	T Mathématiques
	BENZECRI	T Statistiques
	VINH MAU	Physique M.G.P
	DUQUESNES	Physique CPEM
	SCHUTZEN-BERGER	Programmation
	TREMILLON	Chimie MPC
	FAVARD	Chimie MPC
	BUVET	Chimie CPEM
	AUTHIER	Physique MPC
	PICINBONO	T Physique CPEM
	BONNEFILLE	Electrotechnique
Mme	PUISEUX DAO	Biologie végétale

Secrétaire général .... R. POULAIN

UNIVERSITÉ DE PARIS — FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY

Janvier 1966

PROFESSEURS

MM.	MANGENOT G.	T Biologie végétale
	JACQUINOT P.	T Optique
	GUINIER A.	T Electricité et physique des solides
	GRIVET P.	T Electronique
	BLANC-LAPIERRE A.	T Accélérateur linéaire
	L'HERITIER P.	T Génétique des virus
	LEMEE G.	T Ecologie végétale
	MOYSE A.	T Physiologie végétale
	DODE M.	T Chimie thermodynamique
	DENY J.	T Mathématiques
	RIVIERE A.	T Géologie générale et sédimentologie
	MICHEL A.	T Chimie minérale
	MAY R.	T Anatomie comparée
	DELANGE H.	T Mathématiques
	CHAPELLE J.	T Physique expérimentale
	LACOMBE P.	T Métallurgie
	BENOIT P.	T Physiologie générale
	GUINOCHET J.	T Biologie végétale SPCN
	NERON A.	T Mathématiques
	NOZERAN R.	T Botanique approfondie
	CASTAING R.	T Thermodynamique
	ELLENBERGER F.	T Géologie structurale
	LEDERER E.	T Chimie biologique
	RIZET J.	T Génétique
	LENDER T.	T Biologie animale SPCN
	POITOU G.	T Mathématiques
	FREON P.	T Chimie organique
	TONNELAT	T Biologie physico-chimique
	BRUNN Jan	T Géologie historique
	JEAN M.	T Physique nucléaire
	BERGERARD J.	T Zoologie
	ROGER J.	T Paléontologie
	LEFORT M.	T Chimie nucléaire
	LAGARRIGUE A.	T Physique des hautes énergies
	JULLIEN J.	T Chimie structurale organique
	ARNULF A.	T Optique
	ROUAULT M.	T Diffraction électronique
	MARECHAL A.	T Optique théorique et appliquée
	MAZET R.	T Mécanique générale
	DAVID Serge	T Chimie agrégation
	GUERIN H.	T Chimie des gaz et des combustibles
	LESIEUR L.	T Mathématiques MPC et algèbre
	KOURGANOFF	T Astronomie
	ARNOULT P.	T Physique électronique
	KAHANE J.-P.	T Mathématiques
	BROCHARD J.	T Physique propédeutique
Mme	ROIZEN	T Physique C.P.E.M.
MM.	BERTEIN F.	T Electronique
	MALGRANGE B.	T Mathématiques
	CORABŒUF E.	T Physiologie animale
	FRIEDEL J.	T Physique des solides
	CHEVAUGEON J.	T Cryptogamie
	MEYER P.	T Physique théorique et atomique
	LEHMANN P.	T Accélérateur linéaire
	CHABBAL R.	T Physique propédeutique
	DELCROIX J.-M.	T Physique des plasmas
	CERF J.	T Mathématiques
	D'ESPAGNAT B.	T Physique théorique
	SCHAEFFER P.	T Microbiologie
	DE GENNES P.	T Physique des solides
Mme	MARTY N.	Physique propédeutique
MM.	GOURDIN M.	Physique théorique
	PEREZ-Y-JORBA	Physique propédeutique
	GORENFLOT E.	Biologie végétale SPCN
	RIOU M.	Physique nucléaire
	BROUSSE R.	Géologie SPCN
	LIORET C.	Physiologie végétale
	CLAUSER H.	Chimie biologique
	JANCOVICI B.	Physique atomique
	LURCAT J.	Physique propédeutique
	LE BERRE J.	Entomologie
	LAVOREL J.	Biophysique
	PERIO P.	Physique propédeutique
	FETIZON M.	Stéréochimie
	CHEMLA M.	Chimie des isotopes
	MAZIERES C.	Chimie SPCN
	VILKAS M.	Chimie CPEM
	BLANDIN A.	Physique des solides
	BRUN G.	Génétique
	MERCOUROFF	Physique agrégation
	ANDRE J.	Microscopie électronique
	CHEVALLIER F.	Physiologie animale
Mlle	MARCOU	Biologie cellulaire CPEM
MM.	BOURDU R.	Physiologie végétale
	BERKALOFF A.	Biologie animale CPEM
Mlle	LEFORT M.	Biologie cellulaire CPEM
Mme	LAMBERT	Physique CPEM
MM.	BIZOT J.-C.	Physique MPC
	GUIRAUD J.-P.	Mécanique
	LABOUESSE B.	Chimie SPCN

TABLE DES MATIERES

Pages

Introduction 6

CHAPITRE I

FORMALISME — LA SECTION DE REACTION 7

I. 1 - Généralités sur le modèle optique . .. .

I. 2 - Paramétrisation du modèle optique . .. .

I. 3 - Détermination du potentiel optique — méthode des déphasages .. ..

I. 4 - Les ambiguïtés du modèle optique . .. .

I. 5 - Intérêt des mesures de σ_R .. ..

CHAPITRE II

METHODES POUR OBTENIR DES SECTIONS DE REACTION 13

II. 1 - Méthode de sommation de sections efficaces partielles de réaction — résultats .. ..

II. 2 - Méthode de transmission — résultats.. .. ..

A) Généralités .. ..

B) Préparation du faisceau . .. .

C) Les détecteurs . .. .

D) Les photomultiplicateurs . .. .

E) L'électronique . .. .

F) Les cibles .. ..

G) Mesures — corrections — résultats .. ..

II. 3 - Autres méthodes .. ..

A) Méthode d'atténuation de la charge .. ..

B) Méthode du faisceau moléculaire . .. .

CHAPITRE III

III. 1 - Comparaison des résultats avec la théorie. 31

A) Résultats sur ^{141}Pr et ^{150}Nd . .. .

B) Résultats sur Ni et Cu .. ..

III. 2 - Essais de valeurs "absurdes" de paramètres .. ..

III. 3. - Départs différents dans la recherche des paramètres . .. .

III. 4 - Rôle de σ_R dans le choix : potentiel d'absorption de surface ou de volume .. .. ..

III. 5 - Rôle de σ_R dans l'ambiguïté $V \times R^n$ = constante .. ..

III. 6 - Rôle de σ_R dans l'ambiguïté $W_D \times a_D$ = constante . .. .

CONCLUSION 41

Annexe 1 : diffusion élastique "en dehors de l'angle θ" .. ..

Annexe 2 : diffusion inélastique "dans l'angle θ" . .. .

BIBLIOGRAPHIE 49

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

INTRODUCTION

En l'absence de théorie nucléaire générale, le physicien tente de prévoir et d'ordonner ses résultats à l'aide de modèles. Le modèle optique est l'un des plus utilisés actuellement. Il permet de décrire la diffusion des nucléons, des particules complexes (α, ^{3}He, d, t, ions lourds, mésons) dans un domaine d'énergie très vaste, pratiquement sur tous les noyaux.

La méthode des déphasages, appliquée au potentiel optique, permet d'obtenir la distribution angulaire de la diffusion élastique, de la polarisation et la section efficace de réaction*.

Comme l'a dit V.F. Weisskopf [1], la situation du modèle optique est "étonnamment bonne" dépassant de loin les prévisions les plus optimistes des théoriciens. Etant donné ces succès, on s'intéresse à la valeur de ses paramètres pour :

1) former une image assez simple mais bien physique du noyau ;

2) calculer les ondes distordues (servant à prédire la diffusion inélastique, le stripping, etc.) ;

3) chercher à retrouver les paramètres en partant de théories plus fondamentales.

Il est donc important de déterminer les paramètres du modèle avec autant de précision que possible.

La partie expérimentale des études décrites dans ce mémoire a pour but de déterminer des sections de réaction, pour des protons d'énergie voisine de 10 MeV, absorbés par des noyaux de masse moyenne, car ces données sont assez rares.

Nous avons utilisé, pour commencer, la méthode de sommation de sections efficaces partielles. Ces expériences (décrites au chapitre II) ont donné des résultats en bon accord avec les prédictions du modèle optique de Bjorklund et Fernbach, mais cette méthode expérimentale nécessite des données sur les schémas radioactifs souvent peu précis.

Nous avons cherché, dans une étude préliminaire, quelle précision il faudrait atteindre sur la mesure de σ_R pour que cette quantité joue un rôle intéressant dans la détermination des paramètres du modèle. On constate qu'il faudrait des résultats à 5 % près pour atteindre ce but. Les résultats de ces calculs sont présentés au chapitre premier.

Nous avons alors entrepris des déterminations expérimentales de σ_R sur cuivre et nickel avec des protons dont l'énergie incidente est comprise entre 9 et 12 MeV par la méthode de transmission, dans le but d'atteindre une précision de 5 %. Ces mesures sont décrites au chapitre II.

Les calculs que nous décrivons au chapitre III ont été obtenus en utilisant des codes de modèle optique. Tout d'abord nous avons comparé nos résultats à ceux prédits par le potentiel de Perey et avons trouvé un accord satisfaisant. Puis, nous avons utilisé un ensemble de données expérimentales sur le cuivre comprenant des distributions angulaires de diffusion élastique ainsi que les sections de réaction que nous avions déterminées pour étudier les ambiguïtés qui existent entre les paramètres du modèle. Ces calculs ont montré que nos mesures permettent de réduire certaines de ces ambiguïtés.

---

* La section efficace de réaction sera désignée par section de réaction et σ_R dans le texte.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544324_0011

CHAPITRE I

FORMALISME — LA SECTION DE REACTION

I. 1 - Généralités sur le modèle optique.

Depuis l'article de Feshbach, Porter, Weisskopf [2], il y a une dizaine d'années, des centaines d'articles, des livres [3, 4], des Congrès Internationaux [5, 6], une revue bibliographique [7] ont été consacrés au modèle optique. De nombreuses notions sont désormais classiques. Nous insisterons donc surtout sur ce qui est lié à la section de réaction.

Le modèle optique doit son nom à l'analogie optique suivante : on représente la diffusion du nucléon par le noyau comme la diffusion de la lumière par une sphère de verre remplie d'une suspension de particules d'or dans un milieu colloïdal [8a]. Un tel milieu est décrit par un indice de réfraction complexe. On décrit ainsi la moyenne de multiples événements microscopiques. Pour que l'analogie soit raisonnable, il faut que la densité des niveaux soit assez grande.

On représente le noyau par un potentiel central complexe

$$V_{Optique} = - [V + iW],$$

la partie réelle du potentiel rendant compte de la réfraction et la partie imaginaire de l'absorption des nucléons.

Normalement, la condition de conservation d'un état stationnaire est [9 a] :

$$\nabla \cdot \vec{j} = 0$$

j étant la probabilité de flux.

En présence d'un potentiel complexe, cette relation devient :

$$\nabla \cdot \vec{j} = \frac{2\pi i}{h} (\psi^* V_{Optique}\psi - \psi V_{Optique}^* \psi^*) = \frac{4\pi}{h} (\psi^*\psi W)$$

Si W est < 0, des particules ont été absorbées à un taux proportionnel à leur densité locale et σ_R est défini comme le nombre de particules absorbées par seconde par unité de flux incident.

On a donc affaire à un potentiel non hermitien dans l'hamiltonien puisque la densité de probabilité n'est pas conservée. Le potentiel imaginaire rend compte de la somme des processus inélastiques due à la partie atténuée du faisceau.

La section de réaction représente toutes les interactions qui laissent le noyau dans un état différent de son état initial. Ceci inclut toutes les interactions directes mais aussi la diffusion élastique composée [10] et la diffusion par échange [8 b].

Au 1er ordre, la section de réaction est simplement proportionnelle à l'intégrale de volume de la partie imaginaire du potentiel optique [9 b]

$$\sigma_R \simeq - \frac{4 \pi m}{h^2 k} \int W \, d^3r$$

k est le nombre d'onde du nucléon libre $k = 8 \pi^2 m E/h^2$ et m la masse réduite.

I. 2 - **Paramétrisation du modèle optique.**

Les premiers calculs du modèle optique ont été faits avec un puits carré pour des raisons évidentes de simplicité. Cependant, sauf pour les noyaux légers, le puits carré ne donne pas de bons résultats :

1) Il réfléchit trop les particules incidentes, prédit des σ_R trop petites ;

2) Il donne des sections efficaces de diffusion élastique beaucoup trop grandes aux angles arrière.

Il a fallu prendre des puits de forme plus réaliste : On écrit généralement [9 c] :

$$V_{Optique} = V_c (r) - [Vf_1 (r) + iWf_2 (r)] - [V_{so} f_3 (r) + iW_{so} f_4 (r)] \vec{\sigma} . \vec{l}$$

le terme V_c représente l'interaction coulombienne. Il est suffisant de prendre une distribution de charge uniforme, les calculs étant peu sensibles à la forme de ce potentiel.

$$V_c = \frac{ZZ'e^2}{2R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R^2_c}\right) \text{ pour } r \leqslant R_c$$

$$V_c = \frac{ZZ'e^2}{r} \qquad \text{pour } r \geqslant R_c$$

avec $R_c = r_c A^{1/3}$ où A est la masse atomique du noyau.

Z est le nombre de charge de la particule incidente.

Z′ est le nombre de charge de la cible.

Le terme Vf_1 (r) correspond à la partie réelle du potentiel optique. Très rapidement [11] une série d'études ont conduit à adopter le facteur de forme suivant (forme de Woods-Saxon)

$$f_1 (r) = \left\{ 1 + \exp. \left[(r - r_0 A^{1/3}) / a \right] \right\}^{-1}$$

où le paramètre de surface a est introduit pour rendre compte d'une surface diffuse du noyau.

Le terme Wf_2 représente la partie imaginaire du potentiel optique. On peut l'écrire :

$$Wf_2 (r) = W_s f_s (r) + W_v f_v (r)$$

en décomposant l'absorption en absorption de surface (s) et de volume (v). En général, les auteurs adoptent $f_v (r) = f_1 (r)$. Pour l'absorption de surface, deux formes sont utilisées :

a) $$f_D (r) = -4 a_D \frac{d}{dr} \left\{ 1 + [\exp (r - R) / a_D] \right\}^{-1}$$

où le facteur $4 a_D$ est introduit de telle façon que $f_D (r) = 1$ à son maximum. Le symbole (D) est introduit pour rappeler la forme dérivée de la forme de Woods-Saxon.

b) $$f_G (r) = \exp [-(r - R)^2/b^2]$$

Le symbole (G) rappelle la forme gaussienne et b est la largeur de la gaussienne.

Avec les valeurs :

$$a_D = 0{,}47 \text{ fermi et } b = 1{,}2 \text{ fermi}$$

les deux facteurs de forme f_D et f_G des potentiels d'absorption de surface sont très voisins.

Le dernier terme :

$$[V_{so} f_3 (r) + iW_{so} f_4 (r)] \vec{\sigma} . \vec{l}$$

$\vec{\sigma}$ = opérateur de spin de Pauli

$\vec{l}$ = opérateur de moment orbital relatif

représente le potentiel spin-orbite. Aux énergies de protons envisagées ici, $E_p \leqslant 20$ MeV, on admet* que $W_{so} = 0$. Par similitude avec le modèle en couches, on écrit souvent :

$$f_3(r) = \left(\frac{h}{2m_\pi c}\right)^2 \frac{1}{r}\frac{d}{dr} f_1(r)$$

qui correspond à la forme de Thomas : $\frac{h}{2m_\pi c}$ étant la longueur d'onde Compton du méson π. Ce potentiel spin-orbite a dû être introduit pour rendre compte des effets de polarisation. En même temps, ce potentiel "adoucissait" les maximums et les minimums de la diffusion élastique et permettait de mieux rendre compte des résultats aux angles arrière.

Le modèle optique a été considéré, suivant les auteurs, soit comme une paramétrisation arbitraire de la diffusion élastique soit comme une description bien physique d'une réaction nucléaire. Le problème intéressant est d'obtenir un bon accord entre l'expérience et la théorie avec le moins possible de paramètres du modèle : quand une étude a été menée dans un grand domaine, par exemple l'interaction des protons de 9 à 22 MeV sur toute une série de noyaux [12], on peut obtenir un bon accord expérience-théorie avec un jeu de paramètres fixés, la seule quantité variable avec l'énergie et la cible étant la partie réelle du potentiel central. D'autre part, même un grand nombre de paramètres ne permet pas nécessairement de produire une distribution angulaire arbitraire. Anticipons un peu (voir chapitre III) ; à l'ordinateur IBM 7094 de Saclay, en utilisant le code Jib 3 de Perey, nous avons donné aux paramètres des valeurs très différentes des valeurs habituellement utilisées, pour essayer d'obtenir un bon accord avec des données expérimentales, étant donné ces paramètres « absurdes ». La réponse est négative ; on ne peut obtenir de bons lissages ** même avec 10 paramètres variables à sa disposition.

Le second point encourageant dans cette étude est que, dans l'optimisation du lissage de résultats expérimentaux, on aboutit au même potentiel optique, quel que soit le potentiel de départ, dans un assez grand domaine. Nous avons fait ces calculs avec le code Jib 3 (chapitre III).

Le Professeur Saxon a insisté [13] sur le fait que, dans un calcul d'ondes distordues, il était nécessaire d'introduire une fonction d'onde rendant bien compte de la diffusion élastique : le modèle optique phénoménologique fournit cette fonction d'onde de façon satisfaisante.

Un guide général s'impose dans toutes ces études : il faut que le potentiel optique, s'il a un sens, varie lentement avec l'énergie et la masse de la cible et ne soit pas en contradiction avec les autres théories.

I.3 - Détermination du potentiel optique - Méthode des déphasages.

Le potentiel optique est bien adapté à la méthode des déphasages [14]. L'effet du potentiel diffuseur consiste en un déphasage de chaque onde sortante avec un facteur de phase $e^{2i\delta l}$, δl étant le déphasage. Le calcul ayant été entièrement détaillé [15] nous ne le redécrirons pas ici. Avec une forme de puits réaliste (potentiel de Woods-Saxon) il faut, pour faire des calculs, passer par des ordinateurs importants. Nous avons fait deux séries de calculs sur l'I.B.M. 7094 de Saclay.

1) *Utilisation de paramètres « standards »* [16].

On fixe les paramètres du potentiel en se servant des résultats acquis pour une expérience voisine :

a) On intègre l'équation radiale de Schrödinger pour toutes les ondes de $l = 0$ à l_{max} (au-delà desquelles les C_l sont négligeables. $C_l = \frac{1}{2i}(e^{2i\delta l} - 1)$, et de $r = 0$ à r_{max} (correspondant au point où le potentiel nucléaire devient négligeable).

b) On obtient les fonctions coulombiennes régulières F_l et irrégulières G_l et leurs dérivées pour $l = 0$ à l_{max} au point $r = r_{max}$.

c) On calcule les C_l en raccordant les dérivées logarithmiques des ondes ainsi calculées et des ondes coulombiennes au point $r = r_{max}$.

---

* C'est-à-dire qu'il n'est pas nécessaire de l'introduire dans le calcul pour obtenir un bon accord avec les résultats expérimentaux (diffusion élastique et polarisation).

** Nous entendons par le mot lissage l'accord entre une courbe expérimentale et une courbe théorique (en anglais : fit). Lorsque nous écrivons « lisser une courbe expérimentale » nous voulons exprimer l'ajustement des paramètres du modèle pour que la courbe théorique reproduise la courbe expérimentale.

d) On utilise les déphasages pour calculer la distribution angulaire de la diffusion élastique, de la polarisation et σ_R. Nous avons fait de tels calculs avec des codes comme Scat 4 [15] et Abacus 2 [17] : un calcul complet nécessite environ 1 seconde pour une énergie incidente de 10 MeV.

2) *Recherche des paramètres du modèle.*

On définit :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{[\sigma_{exp}\ (\theta_i) - \sigma_{th}\ (\theta_i)]^2}{[\Delta\ \sigma_{exp}\ (\theta_i)]^2}$$

N étant le nombre de points expérimentaux de la distribution angulaire.

Utilisant la propriété d'additivité des χ^2 on peut définir un χ^2 correspondant à la diffusion élastique et un χ^2 correspondant à la polarisation.

$\sigma_{exp}\ (\theta_i)$: valeurs déterminées expérimentalement

$\Delta\sigma_{exp}\ (\theta_i)$: erreurs sur $\sigma_{exp}\ (\theta_i)$

$\sigma_{th}\ (\theta_i)$: valeurs calculées

Le but du calcul est de trouver un (ou plusieurs) ensembles de paramètres du modèle qui minimisent le χ^2 et ainsi optimiser le lissage des résultats expérimentaux. On commence en choisissant (d'une façon qui peut même être arbitraire) un ensemble de paramètres de départ correspondant à un point dans l'espace à $(n + 1)$ dimensions constituées par les n paramètres et le χ^2. Le code fait varier alors les paramètres de telle façon que le χ^2 décroisse et le calcul s'arrête en général à un minimum (relatif ou absolu) du χ^2 donnant ainsi un ensemble optimal (relatif ou absolu) des paramètres. Dans ces codes, on peut alors demander que certains paramètres restent fixes pendant une série de calculs ou qu'ils puissent varier automatiquement. Dans ce deuxième cas, nous dirons que ces paramètres sont libres.

Durant ces dernières années, plusieurs codes [17 à 20] ont été écrits, permettant de faire rapidement ce genre de calcul.

Ainsi le code Jib 3 de Perey exige environ 1 minute à l'ordinateur I.B.M. 7094 de Saclay pour effectuer un calcul lorsque $n = 7$. Les mathématiques entrant dans ces calculs ne présentent plus les énormes difficultés qui existaient il y a plusieurs années. Cependant, de graves problèmes d'ambiguïtés subsistent encore.

I. 4 - Les ambiguïtés du modèle optique.

Malgré les succès acquis et tous les travaux réalisés depuis 10 ans pour fixer les paramètres du modèle optique et les interpréter, les résultats ne sont pas complètement satisfaisants. On peut faire les observations suivantes :

A) *Qualités des expériences à lisser.*

Les erreurs indiquées par les expérimentateurs sont trop optimistes ou trop générales. On trouve dans la plupart des publications concernant la diffusion élastique les valeurs suivantes :

erreurs relatives sur la distribution angulaire : $\sim 5\ \%$

erreurs absolues sur la distribution angulaire (en mb) : $\sim 10\ \%$

Dickens dans une étude récente [21] a montré comment les différentes erreurs expérimentales :

— normalisation,

— position angulaire du détecteur,

— énergie des particules incidentes, etc.,

avaient des rôles bien différents dans l'analyse mathématique. Il conseille de ne pas donner une erreur « globale » mais de détailler les différentes erreurs.

Il faut d'autre part s'assurer, avant de commencer une recherche automatique de paramètres, qu'on est hors d'une région de résonances. Par exemple, la diffusion de protons sur ^{60}Ni vers 7 et 9 MeV présente de larges fluctuations [22] en fonction de l'énergie.

Vouloir utiliser le modèle optique dans ces régions est donc absurde. Certains auteurs essaient maintenant, dans ce cas, d'utiliser des codes comme Optic [25] tenant compte des résonances.

B) *Les ambiguïtés du modèle optique.*

Une des ambiguïtés les plus connues du modèle optique peut être décrite sous la forme $V \times R^n = \text{constante}$, où V est la profondeur du puits réel au centre du noyau et R est le rayon du puits (c'est-à-dire la distance du centre du noyau au point où le potentiel est réduit d'un facteur 2). L'ambiguïté même consiste en ce qu'un accroissement de V peut être compensé par une diminution de R d'après la loi donnée sans changer notablement la valeur de χ^2.

Durant notre étude, nous avons observé — les premiers à notre connaissance [26] — une ambiguïté du type $W_G \times b$ = constante entre le potentiel d'absorption de surface et la largeur de la gaussienne (on peut écrire aussi cette ambiguïté $W_D \times a_D$ = constante).

Actuellement de nombreux travaux théoriques [25-29] interprètent l'absorption, aux énergies envisagées ici, comme étant essentiellement de surface, comme une conséquence du principe de Pauli. La phénoménologie seule est incapable de rendre compte de ce résultat. On lisse aussi bien une diffusion élastique avec une absorption de surface qu'avec une absorption de volume. Cependant, il semble que l'absorption de surface rende mieux compte de la polarisation [12].

Nous avons étudié ces questions au chapitre III. Le Professeur Melkanoff a bien insisté [30] sur la différence entre le lissage d'un résultat expérimental partiel (quelques minutes de travail) pouvant présenter de sérieuses ambiguïtés et une analyse d'un grand ensemble de données expérimentales (des mois d'un travail assidu [12], [31], [32]) qui peut résoudre ces ambiguïtés.

I. 5 - Intérêt des mesures de σ_R.

De nombreux auteurs ont préconisé des mesures de σ_R. On peut classer leurs arguments ainsi :

1) Le modèle optique prédisant trois quantités (la diffusion élastique, la polarisation, la section de réaction σ_R), il est déjà nécessaire de les connaître expérimentalement toutes les trois pour comprendre ce que sont les paramètres du modèle [33] ;

2) Près de la barrière coulombienne l'interaction et σ_R doivent être sensibles à la forme du potentiel nucléaire, au potentiel imaginaire W [34], à la hauteur de la barrière donc au rayon [35]. Or l'un des problèmes importants, non résolus actuellement, est la relation entre le potentiel imaginaire W et la surface nucléaire [36].

3) Plusieurs « jeux » de paramètres du modèle optique donnent des lissages également bons pour la diffusion élastique. Ces différents « jeux » donnent des sections de réactions différentes. Une mesure précise de σ_R (à 5 %) doit permettre de faire un choix entre tous ces potentiels [37, 38, 39].

Jusqu'à présent, plusieurs auteurs ont mesuré σ_R sur de nombreux noyaux à une seule énergie [40, 41, 19]. Nous avons montré, dans une étude effectuée en collaboration avec le Professeur Melkanoff [42], qu'il pouvait y avoir un intérêt à mesurer σ_R en faisant varier l'énergie des particules incidentes. L'analyse a été faite pour étudier dans quelle mesure les données expérimentales existantes entre 7 et 17 MeV permettaient de déterminer l'absorption de surface du modèle optique dans la diffusion de protons sur un noyau moyen comme le cuivre. Nous tentions de voir quelles expériences seraient utiles pour réduire les ambiguïtés existant pour les paramètres du modèle. Nous avons utilisé les données expérimentales de Livermore [43] et de Princeton [44] pour les diffusions élastiques et les données de Los Alamos [45] et Princeton [46] pour la polarisation. Comme certains résultats avaient été obtenus pour des isotopes séparés et d'autres pour du cuivre naturel, nous avons décidé de faire des calculs pour le cuivre naturel en tenant compte du mélange isotopique.

Le potentiel utilisé est un potentiel standard [47] avec une absorption de surface gaussienne de largeur b. La partie réelle du potentiel spin-orbite a la forme de Thomas. Nous avons utilisé un code de recherche automatique [47]. Les résultats sont représentés sur le tableau 1. Les paramètres R et b sont fixés, les paramètres V, W_G, a, V_{SO} sont libres. Les différents « jeux » de paramètres obtenus donnent un assez bon accord avec les résultats de diffusion élastique et de polarisation.

Le tableau 1 montre qu'il n'est pas suffisant, pour supprimer les ambiguïtés du modèle, de mesurer à une seule énergie la diffusion élastique, la polarisation et la section de réaction.

Par exemple à 12,29 MeV on a au moins deux jeux de paramètres donnant presque le même σ_R :

1) V = 48 MeV, a = 0,63 fermi, R = 1,3 fermi
   W_G = 15 MeV, b = 1,0 fermi
   donnant σ_R = 920 mb
2) V = 56 MeV, a = 0,62 fermi, R = 1,2 fermi
   W_G = 9,4 MeV, b = 1,5 fermi
   donnant σ_R = 910 mb

De même à 17,27 MeV

3) V = 46 MeV, a = 0,67 fermi, R = 1,3 fermi
   W_G = 20 MeV, b = 0,75 fermi
   donnant σ_R = 1.010 mb
4) V = 52 MeV, a = 0,64 fermi, R = 1,2 fermi
   W_G = 7,7 MeV, b = 1,5 fermi
   donnant σ_R = 1.010 mb

D'autre part, si l'on accepte l'hypothèse que b et R doivent être indépendants de l'énergie, il semble possible de réduire les ambiguïtés en mesurant avec une précision de quelques % des sections de réaction, en faisant varier l'énergie des particules incidentes. Ainsi, dans les exemples précédents, on voit que les potentiels 2 et 4 s'accordent mieux que 1 et 3 et sont donc préférables.

Tableau I

E (Mev)	R (fermi)	b (fermi)	V (Mev)	W_G (Mev)	a (fermi)	V_{so} (Mev)	σ_R (mb)
	1,3	0,5	54	21	0,56	— 3	400
	1,3	1,0	51	9,5	0,50	— 1	470
7,34	1,3	1,5	51	5,3	0,41	— 4	490
	1,3	2,0	52	3,2	0,36	— 5	520
	1,3	2,5	52	2,2	0,33	— 5	570
	1,3	1,0	50	14	0,63	— 2	810
10,20	1,3	1,5	48	8,3	0,62	— 2	890
	1,3	2,0	47	5,2	0,58	— 4	950
	1,3	2,5	47	3,6	0,53	— 5	1 020
	1,3	0,5	51	37	0,61	— 5	790
	1,3	1,0	48	15	0,63	— 1	920
	1,3	1,5	46	7,7	0,65	— 6	1 030
12,29	1,2	1,0	58	17	0,60	— 2	810
	1,2	1,5	56	9,4	0,62	— 2	910
	1,2	2,0	55	5,9	0,61	— 5	990
	1,2	2,5	55	4,2	0,56	— 5	1 060
	1,3	0,75	46	20	0,67	— 7	1 010
	1,3	1,0	43	12	0,70	— 9	1 080
17,27	1,2	1	54	13	0,63	— 8	910
	1,2	1,25	53	9,5	0,65	— 8	960
	1,2	1,50	52	7,7	0,64	— 8	1 010

CHAPITRE II

MÉTHODES POUR OBTENIR DES SECTIONS DE RÉACTION ET RÉSULTATS

II. 1 - Méthode de sommation de sections efficaces partielles.

$$[\sigma\ (pn) + \sigma\ (p\alpha) + \sigma\ (pd)\ \text{etc.}]$$

Cette méthode utilise généralement des techniques de radioactivité. On ne peut l'appliquer que lorsque les différentes "voies" ouvertes de la collision aboutissent à des noyaux radioactifs. Nous avions ainsi mesuré vers 1960, au cyclotron de Saclay, pour les protons [48, 49], des fonctions d'excitation de σ_R entre 5 et 11 MeV sur les noyaux de ^{141}Pr et ^{150}Nd. Nous avons étudié ces noyaux pour plusieurs raisons :

Pour ^{141}Pr : en général [50, 51, 52] on considère qu'on peut assimiler avec une bonne approximation la section de réaction à la section efficace de la réaction (p n) dans la zone d'énergie comprise entre le seuil (p n) (ici 2,5 MeV) et l'énergie de liaison du dernier nucléon ($B_n \sim 9$ MeV) ; les autres réactions énergétiquement possibles pour Pr avec $E_p \sim 11$ MeV sont (p γ), (p d), (p α) et la diffusion inélastique (p p').

La réaction (pγ) vers 10 MeV a une section efficace de l'ordre de 1 mb [53]. Nous avons mesuré σ (pd) sur un noyau voisin le ^{142}Nd. Le résultat de cette mesure est 150 μb [54] ; σ (pα) est inférieur à σ (pd) [55] ; σ (pp') est plus difficile à évaluer mais en interpolant les résultats sur des noyaux voisins on peut l'estimer à σ (pp') $\leqslant$ 10 mb vers 10 MeV.

Le noyau de ^{141}Pr est pratiquement sphérique. Il possède une couche fermée de neutrons N = 82 et son moment quadrupolaire est voisin de 0.

Le noyau ^{150}Nd par contre est très déformé ; il était intéressant de comparer les deux groupes de résultats. Dans ce cas, un ou deux neutrons peuvent être émis. Les irradiations ont été faites avec le faisceau sorti de protons du cyclotron de Saclay (E_p max. $\sim$ 11 MeV) et la variation de l'énergie des protons incidents a été obtenue par absorption dans l'aluminium. Les cibles étaient constituées par de l'oxyde de ^{141}Pr (monoisotope) ou de ^{150}Nd (96 % de pureté isotopique) noyé dans un film de polystyrène. Ce film était disposé sur de l'aluminium de 10 μ.

On prépare un empilement de ces cibles ce qui donne simultanément pour chaque irradiation les fonctions d'excitation de tous les produits formés.

On mesure le nombre de protons ayant frappé l'empilement soit par une mesure de courant, soit par la fonction d'excitation bien connue de la réaction ^{63}Cu (pn) ^{63}Zn [56]. Une feuille de cuivre pesée recouvre tout l'empilement et on mesure la quantité de ^{63}Zn formée. L'appareillage nécessaire aux mesures était classique pour un laboratoire de radioactivité : spectromètres à cristal d'iodure de sodium, compteurs Geiger du type cloche, compteur proportionnel 4π. Aucun traitement chimique n'est nécessaire :

Pour ^{141}Pr : la raie X_k (38 KeV) de ^{141}Nd sort parfaitement du fond des activités parasites dues à l'activation de l'aluminium et de l'oxygène. Après irradiation, l'activité X_k est suivie au cours du temps. Il n'y a qu'une seule période : celle de ^{141}Nd (2,5 heures). Le schéma utilisé pour ^{141}Nd est celui de Polak [57].

Pour ^{150}Nd : on peut obtenir les fonctions d'excitation relatives de plusieurs façons : soit par le rayonnement γ, $E\gamma = 320$ keV décroissant avec une période T = 2,7 h pour ^{150}Nd (pn) ^{150}Pm et $E\gamma = 285$ keV décroissant avec une période T = 54 h pour ^{150}Nd (p, 2n) ^{149}Pm, soit par le rayonnement β. Le seul produit

parasite gênant formé est le ^{18}F. Pour les mesures γ, il ne gêne pas (c'est un pur émetteur de positons). Pour les mesures de rayonnement β nous l'éliminons par absorption, après les corrections nécessaires. Les compteurs Geiger sont étalonnés de façon absolue avec des étalons mesurés dans un compteur proportionnel 4π. Ceci permet de passer des sections efficaces relatives aux sections efficaces absolues.

Ces mesures absolues tiennent compte des schémas [58]. Les erreurs sur les sections efficaces absolues sont évaluées à $\pm$ 10 % vers $E_p \sim 11$ MeV et sont plus importantes quand l'énergie décroît car la définition en énergie devient plus médiocre et l'activité diminue.

Résultats : La figure 1 reproduit les résultats obtenus. Nous avions comparé nos résultats aux prévisions du modèle optique avec les paramètres moyens de Bjorklund et Fernbach [31], ceci avec le 1er code "optique" à Saclay, sur le calculateur Mercury-Ferranti (voir chapitre III). Cependant, cette méthode, très simple et rapide (toute une fonction d'excitation peut être obtenue en quelques heures), présente de graves inconvénients :

a) Elle n'est pas générale puisqu'il faut que les noyaux résiduels soient radioactifs ;

b) Dans le meilleur des cas, une section efficace par une méthode de radioactivité ne peut être obtenue à mieux que 5 % près. Ceci à cause des imprécisions sur les schémas radioactifs, l'efficacité de la détection, le monitorage du faisceau.

Si, dans la collision, plusieurs "voies" sont ouvertes, toutes ces erreurs s'ajoutent.

De nombreux groupes ont cependant continué à déterminer ainsi σ_R et à comparer les valeurs obtenues à celles prédites par le modèle optique [59 à 62].

II. 2 - **Méthode de transmission.**

Nous avons fait des mesures de transmission de protons vers 1963 à l'accélérateur Van de Graaff Tandem de Saclay.

A) *Généralités.*

Comme dans la technique classique d'atténuation d'un faisceau de neutrons, la quantité à déterminer est σ_R obtenue par la relation :

(a) $$\frac{I}{I_0} = \exp\ (-nx\sigma_R)$$

où I_0 est l'intensité du faisceau incident

I est l'intensité du faisceau après atténuation dans la cible

n est la densité de la cible

x est l'épaisseur de la cible.

Dans une expérience avec neutrons, le facteur d'atténuation est de l'ordre de 1. Avec des particules chargées, ce facteur est de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-4} (pour une perte d'énergie d'environ 10 % dans l'atténuateur).

Si $nx\sigma_R$ est petit, on peut écrire (a) sous la forme :

$$\frac{I_0 - I}{I_0} = nx\sigma_R$$

On peut mesurer séparément I_0 et I [63] mais l'expérience est longue et imprécise : 100 heures de faisceau de cyclotron pour mesurer une seule section de réaction, à une seule énergie, avec une erreur de 8 %.

Gooding et Eisberg [64] ont mis au point une méthode où l'on mesure simultanément I et I_0.

Nous avons reproduit, figure 2, leur schéma de principe et figure 3 et 3′ notre montage général. Une coïncidence entre les détecteurs ΔE 1 et ΔE 2 indique le passage d'un proton. S'il a provoqué une réaction dans la cible (pn, pα, etc.) il n'apparaîtra pas dans le pic élastique du détecteur "E" et nous compterons une anticoïncidence.

Mais certains effets donnent des anticoïncidences parasites ou en suppriment de "vraies".

1) Un proton diffusé par un bord donnera lieu à une impulsion d'énergie inférieure au seuil du discriminateur "E" et à une anticoïncidence : il faut donc disposer d'un faisceau de particules bien monocinétiques et bien focalisées ;

2) Un proton diffusé élastiquement sur la cible en dehors de l'angle θ donne une anticoïncidence puisque rien n'arrive sur le "E". Il faut minimiser cet effet en prenant $\theta_{maximum}$. On voit en effet sur la figure 4 dans le cas de protons de 10 MeV sur du cuivre naturel, où $\sigma_R \simeq 800$ mb [19], que :

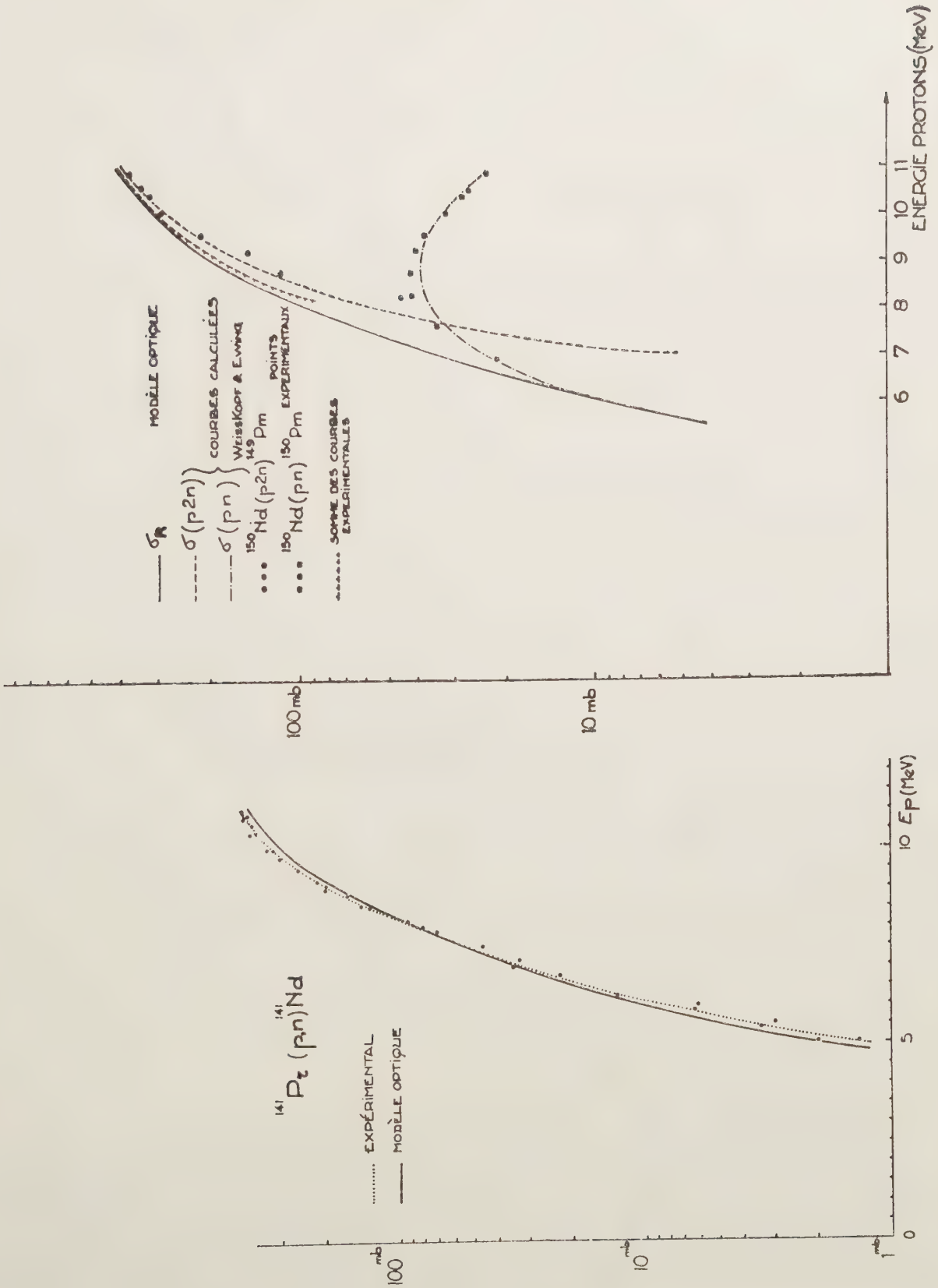

FIG. 1. — *Résultats expérimentaux et théoriques sur* ^{141}Pr *et* ^{150}Nd.

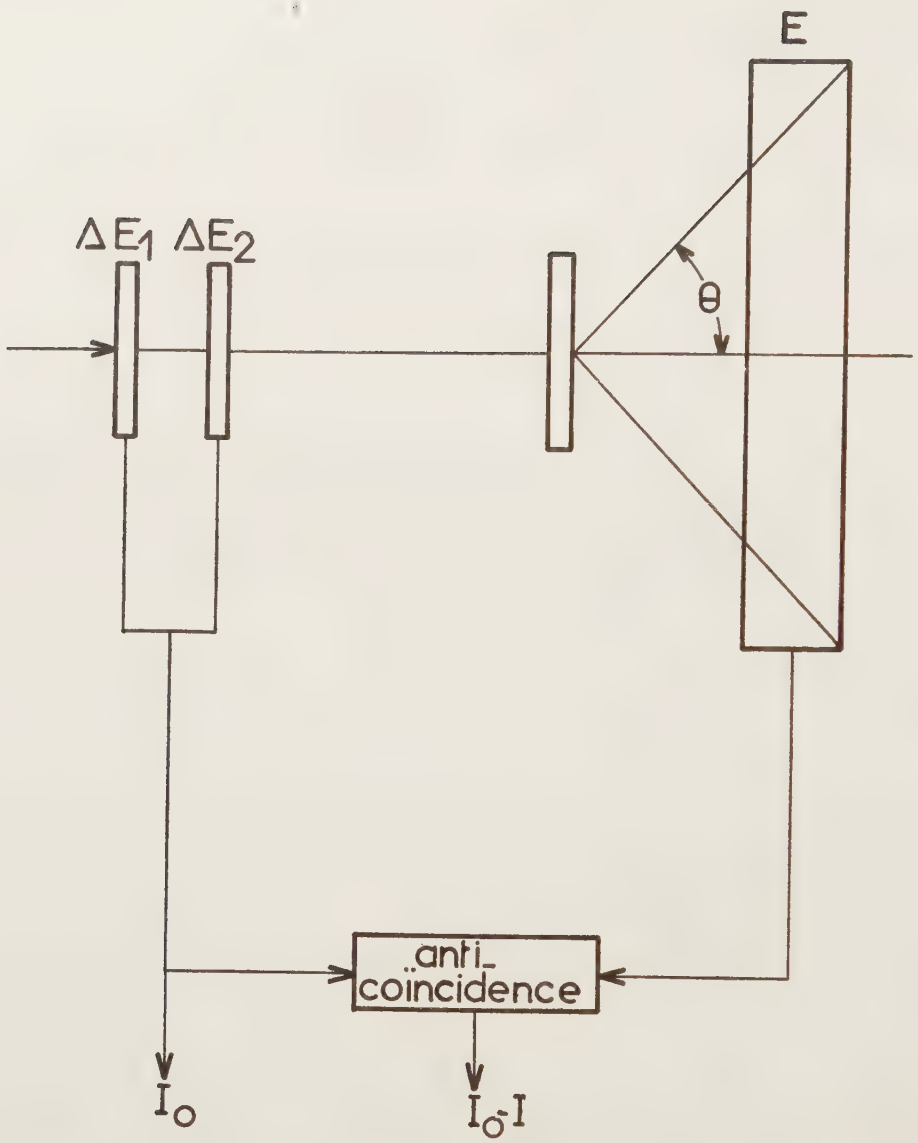

FIG. 2. — *Montage de principe de la méthode de Gooding-Eisberg.*

si $\theta = 20°$ la correction à appliquer est 3 722 mb
si $\theta = 40°$ la correction à appliquer est 664 mb
si $\theta = 60°$ la correction à appliquer est 201 mb.

Il s'agit là de la correction la plus importante mais on peut l'évaluer aisément (annexe 1) :

3) Un proton diffusé inélastiquement à l'intérieur de l'angle θ correspondant aux premiers niveaux excités peut dépasser le seuil du discriminateur "E" : nous manquons là une vraie anticoïncidence (cette correction est beaucoup plus faible que la précédente (voir annexe 2) ;

4) Enfin l'expérience a un "bruit de fond" impossible à éviter ; ce sont les réactions du faisceau sur les noyaux du détecteur "E". Le rapport signal/bruit dans cette expérience est de l'ordre de 1/10. Ce bruit de fond variant avec l'énergie des particules, il faut comparer deux mesures : avec et sans cible, de telle façon que l'énergie des particules sur le détecteur E soit la même.

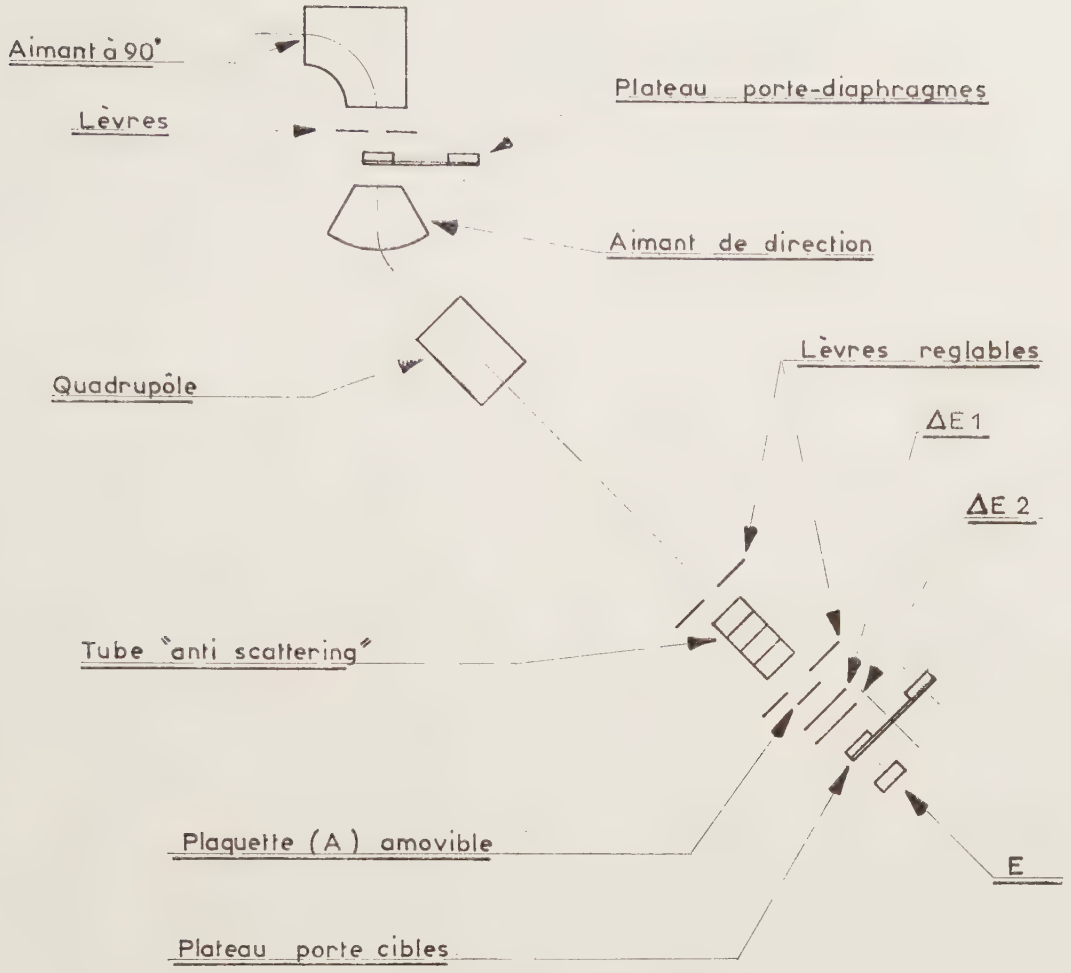

FIG. 3. — *Montage mécanique général.*

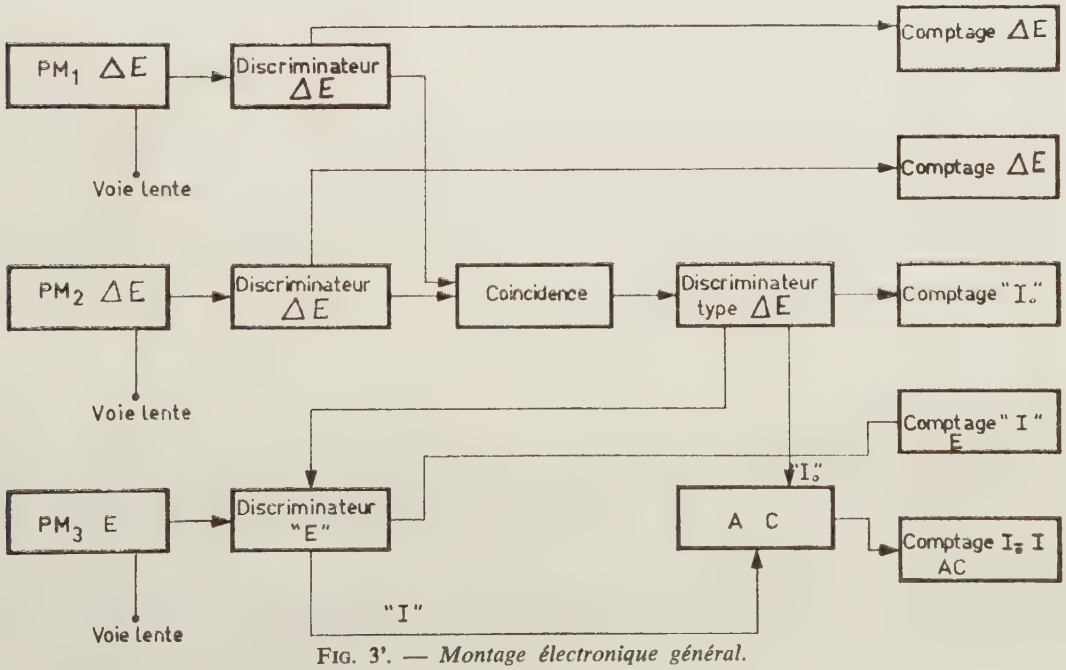

FIG. 3'. — *Montage électronique général.*

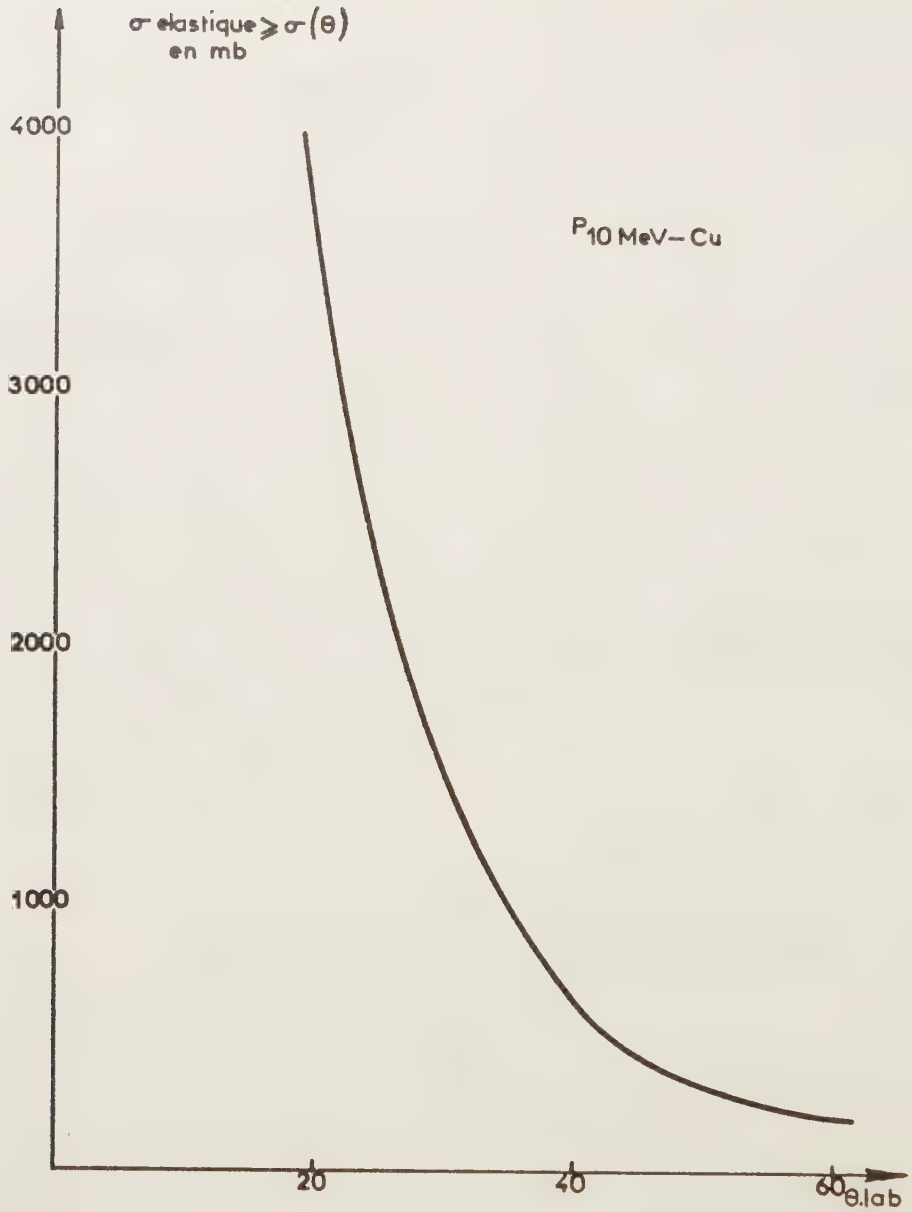

FIG. 4. — *Correction élastique : importance de maximiser l'angle θ*

B) *Préparation du faisceau.*

Pour que l'erreur statistique soit petite, il faut des taux de comptage élevés. Mais, même avec les détecteurs les plus rapides (plastique NE 102 A), les photomultiplicateurs les plus rapides (56 AVP), une électronique à temps de réponse de l'ordre de la nanoseconde, on ne peut guère compter plus de 5.10^5 protons/seconde, alors que l'intensité minimale d'un faisceau fourni par un Tandem correctement régulé est de l'ordre du nanoampère soit 6.10^9 protons/seconde.

Il faut donc, dans une telle expérience, travailler avec des faisceaux d'intensité exceptionnellement faible. Le faisceau de l'accélérateur est réduit en dimension et en intensité par les moyens habituels : action sur la source d'ions, faible pression du gaz dans le canal d'échange, lèvres de régulation après l'aimant de 90° très

serrées (0,5 mm), etc. Entre l'aimant de 90° et l'aimant de direction, nous avons placé une roue télécommandée [65] à 8 positions contenant des diaphragmes de carbone d'épaisseur juste suffisante pour arrêter le faisceau, et de différents diamètres (de 0,2 mm à 2 mm). Les particules diffusées sont éliminées par l'aimant de direction. Un quadrupôle permet de focaliser le faisceau (figure 3).

Un système de lèvres de collimation [65] réglables avec une grande précision (au 1/50 de mm) placé à l'avant du bloc détecteur ne nous a servi qu'à "jauger" la dimension du faisceau en provoquant de la diffusion par les bords : le faisceau avait moins de 1 mm² en arrivant sur le détecteur "ΔE_1". Nous réglons à l'avance l'intensité correcte sur une petite plaque de graphite, escamotable (par télécommande) placée avant les détecteurs et reliée à un amplificateur continu précis (AP 10).

Tableau II

Propriétés du plastique NE 102 A pour les protons

Energie (MeV)	$\frac{dE}{dR}$ (mg/cm²)	Parcours (mg/cm²)	Signal
4,5	89,016	28,832	1,530
5,0	81,821	34,711	1,789
5,5	75,808	41,078	2,061
6,0	70,699	47,926	2,345
6,5	66,298	55,246	2,564
7,0	62,463	63,032	2,888
8,0	56,093	79,979	3,547
8,5	53,415	89,129	3,843
9,0	51,004	98,724	4,212
9,5	48,822	108,760	4,540
10,0	46,836	119,230	4,828
11,0	43,353	141,490	5,325
12,0	40,395	165,450	6,036
13,0	37,850	191,080	6,761
14,0	35,634	218,370	7,517
15,0	33,686	247,290	8,219

C) *Les détecteurs.*

Tous sont constitués par du plastique "rapide" (3.10^{-9}s) NE 102 A. L'épaisseur de ΔE_1 et ΔE_2 est 0,001 pouce et E : 1/16 pouce.

Ce plastique est constitué de polyvinyl-toluène (C_9H_{10}). Sa densité est 1,032 et le rapport d'atomes H à C est 1,105. En utilisant une version modifiée du code de Williamson-Boujot [66] et la relation de non proportionnalité de ce plastique [67] :

$$\frac{dS}{dr} = A \frac{dE/dR}{1 + kB \frac{dE}{dR}}$$

R est le parcours

S le signal de réponse

kB une constante = 1.1×10^{-2}

Nous avons calculé ses propriétés : tableau 2.

Les résultats de notre calcul sont en bon accord avec ceux d'autres auteurs [67, 68].

Nous avons d'ailleurs vérifié expérimentalement la loi de non proportionnalité de réponse du détecteur E en faisant varier l'énergie des protons de 5 à 11 MeV par pas de 500 keV. Les résultats sont représentés sur la figure 5 : la loi de non proportionnalité utilisée est bien définie.

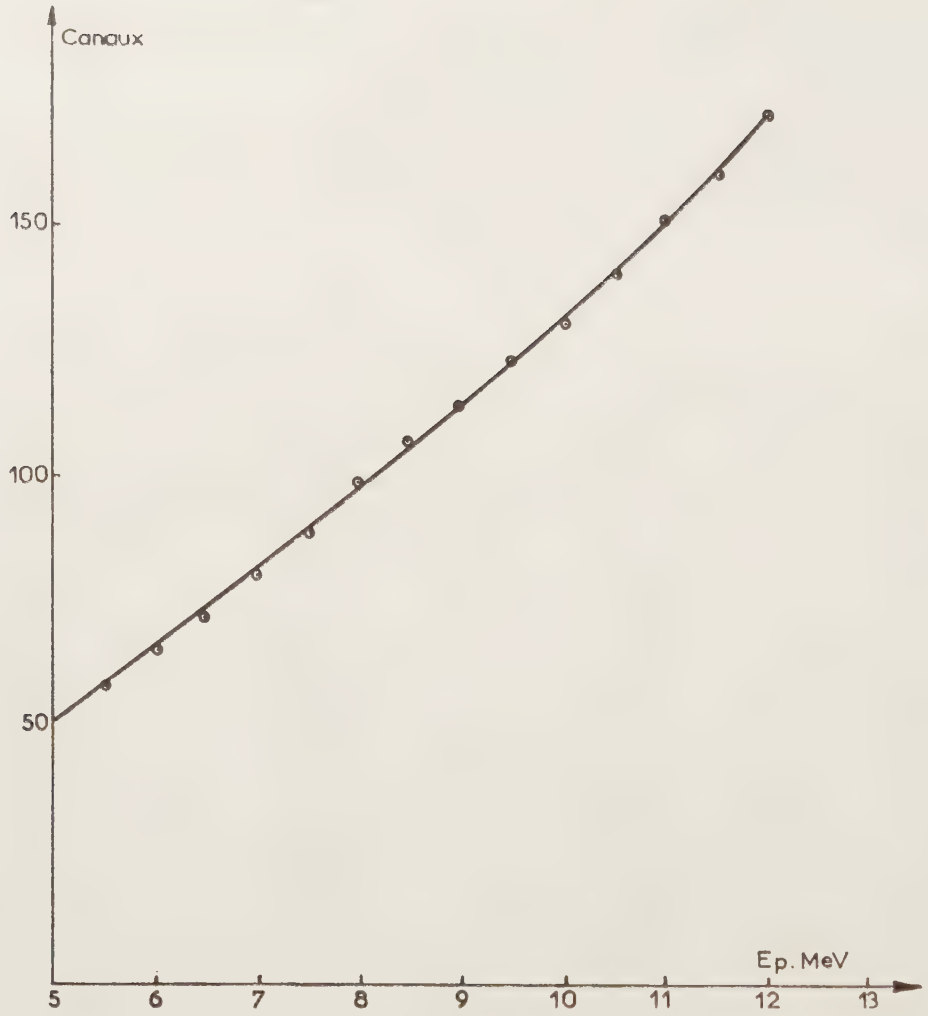

FIG. 5. — *Etalonnage du détecteur "E".*

Tableau III

Energie incidente (MeV)	Energie finale (MeV)	Angle diffusion multiple (degrés)
5,00	4,78	0,75
6,00	5,81	0,62
7,00	6,83	0,52
8,00	7,85	0,45
9,00	8,86	0,40
10,00	9,88	0,36
11,00	10,89	0,32
12,00	11,89	0,30
13,00	12,90	0,27
14,00	13,91	0,25

CABLAGE PHOTOMULTIPLICATEUR "E"

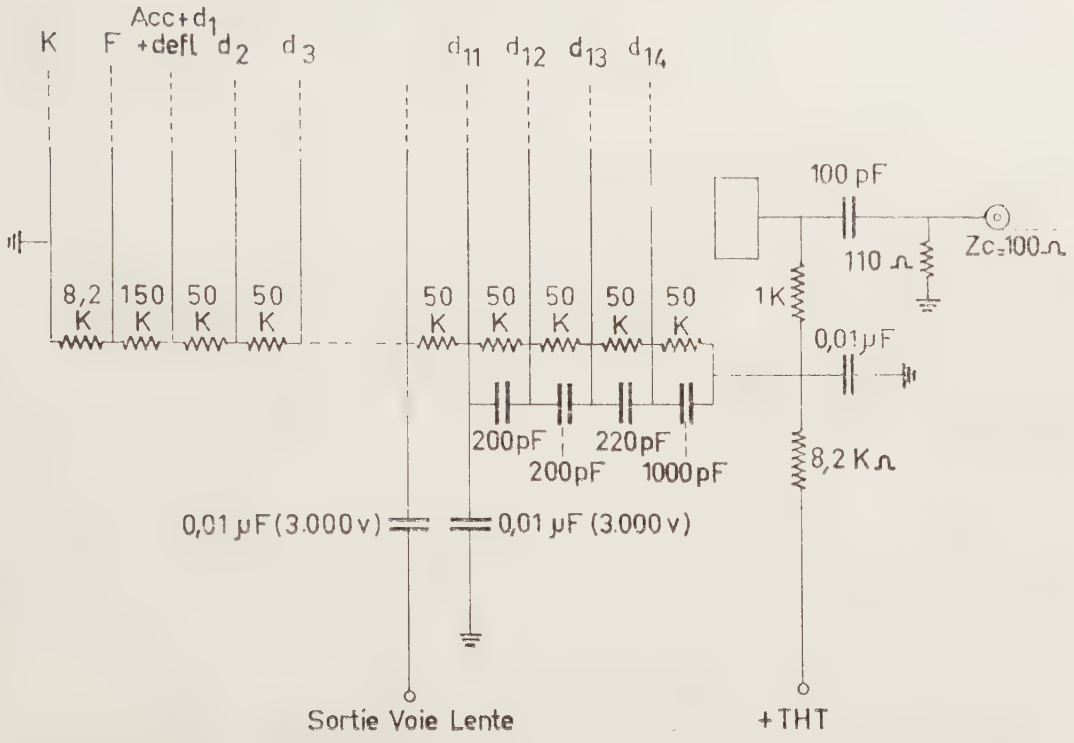

FIG. 6. — *Câblage du photomultiplicateur "E".*

CABLAGE PHOTOMULTIPLICATEUR ΔE

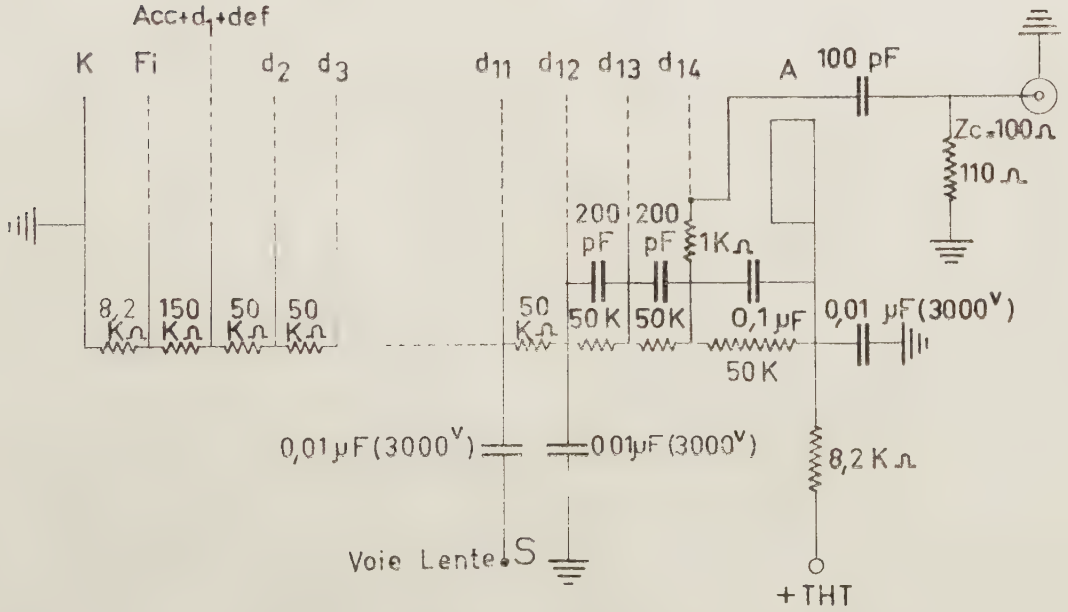

FIG. 7. — *Câblage des photomultiplicateurs "ΔE".*

SYSTEME OBTURATEUR DE FAISCEAU

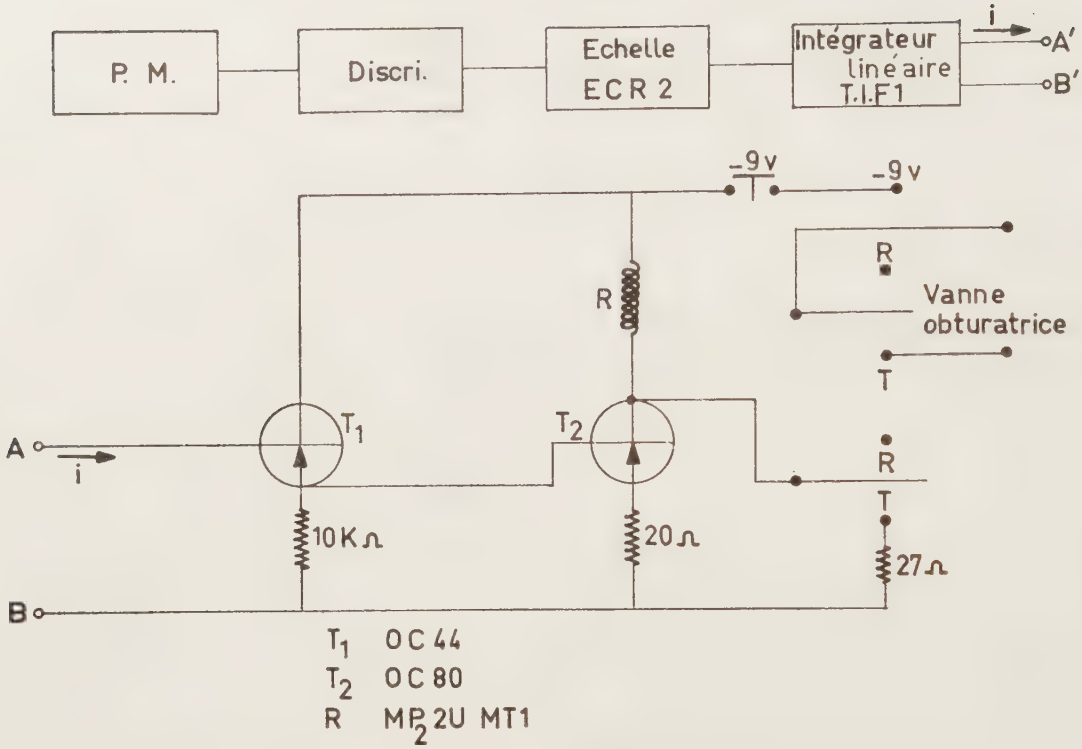

FIG. 8. — *Système obturateur de faisceau pour la protection des photomultiplicateurs.*

DISCRIMINATEUR ΔE

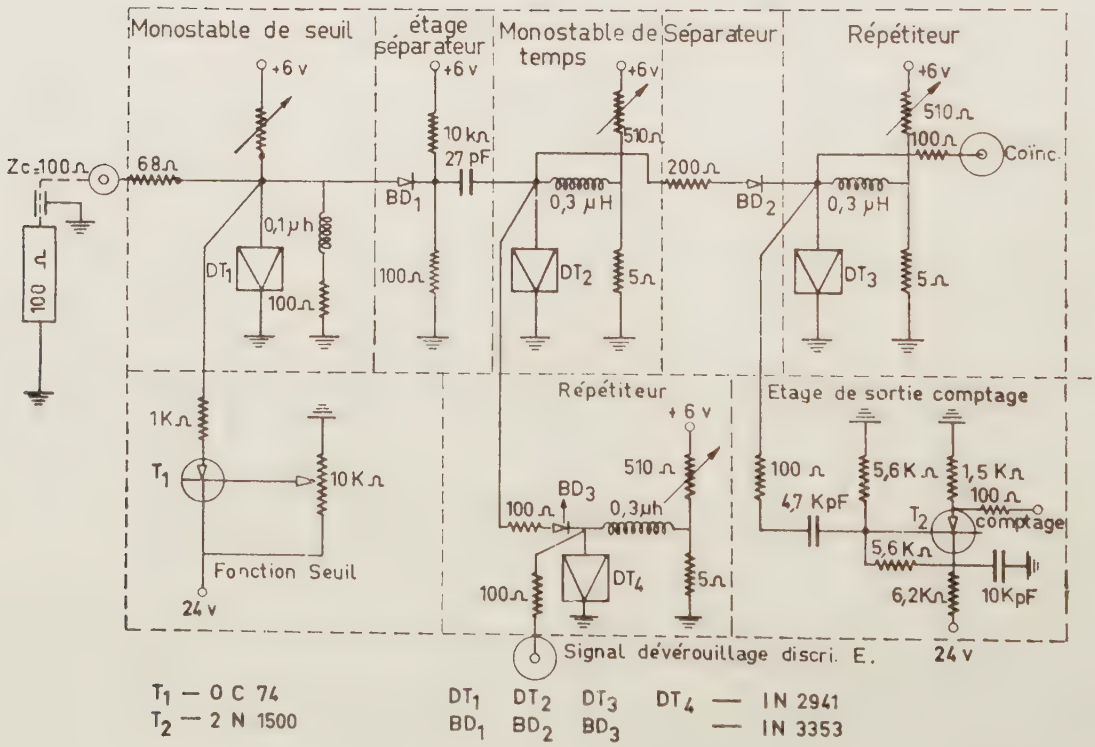

FIG. 9. — *Discriminateur "ΔE".*

La perte d'énergie de protons d'environ 10 MeV dans des détecteurs ΔE aussi minces est faible (100 keV) ce qui donne une résolution médiocre mais suffisante : 35 à 40 %. La résolution dans le détecteur E est de l'ordre de 5 à 6 %.

La diffusion coulombienne multiple dans les détecteurs "ΔE" est négligeable (tableau 3). Nous avons fait le calcul avec le code de J. Ball [69].

D) *Les photomultiplicateurs.*

Nous avons choisi les photomultiplicateurs 56 AVP pour leur grand gain et leur faible fluctuation de temps de transit (~1 ns) nécessaire pour réaliser des coïncidences rapides.

Nous avons trié les meilleurs tubes sur une série de 12 pour réaliser notre expérience.

Les câblages adoptés sont représentés sur les figures6 et 7.

Nous avons été amenés à protéger les photomultiplicateurs d'éventuelles variations brusques du faisceau entraînant leur paralysie momentanée.

La figure 8 indique le montage adopté. La sortie S attaque un intégrateur linéaire qui donne un courant proportionnel au taux de comptage. Ce courant est amplifié et passe dans la bobine d'un relais qui commande un écran obturateur du faisceau. Si, au cours de l'expérience, l'intensité du faisceau augmente au-delà d'une valeur prédéterminée (par exemple 5 10^5p/s) le relais est excité, l'écran obturateur s'abaisse et protège les détecteurs.

E) *Electronique.*

Les sorties des deux photomultiplicateurs "ΔE" sont injectées dans deux discriminateurs rapides (τ_R = 40 ns) (fig. 9).

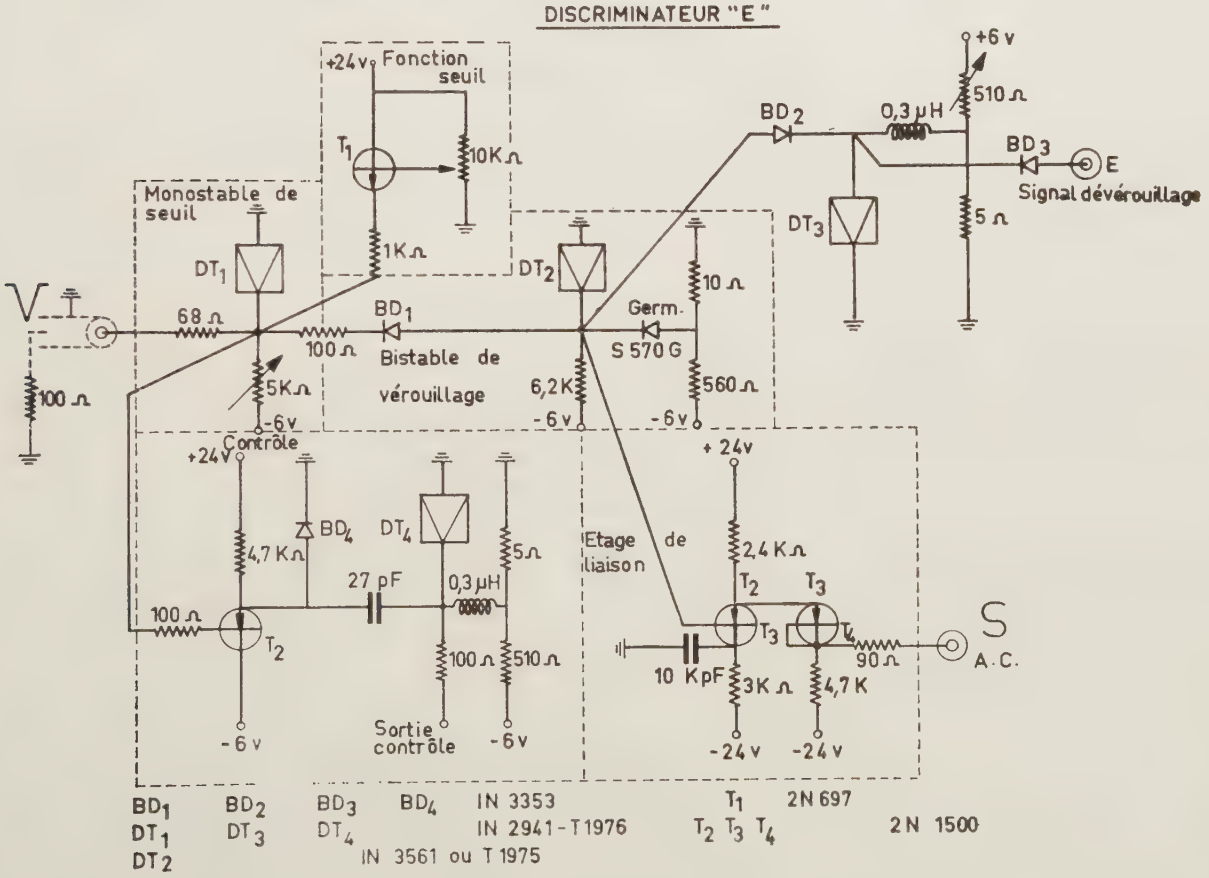

FIG. 10. — *Discriminateur "E".*

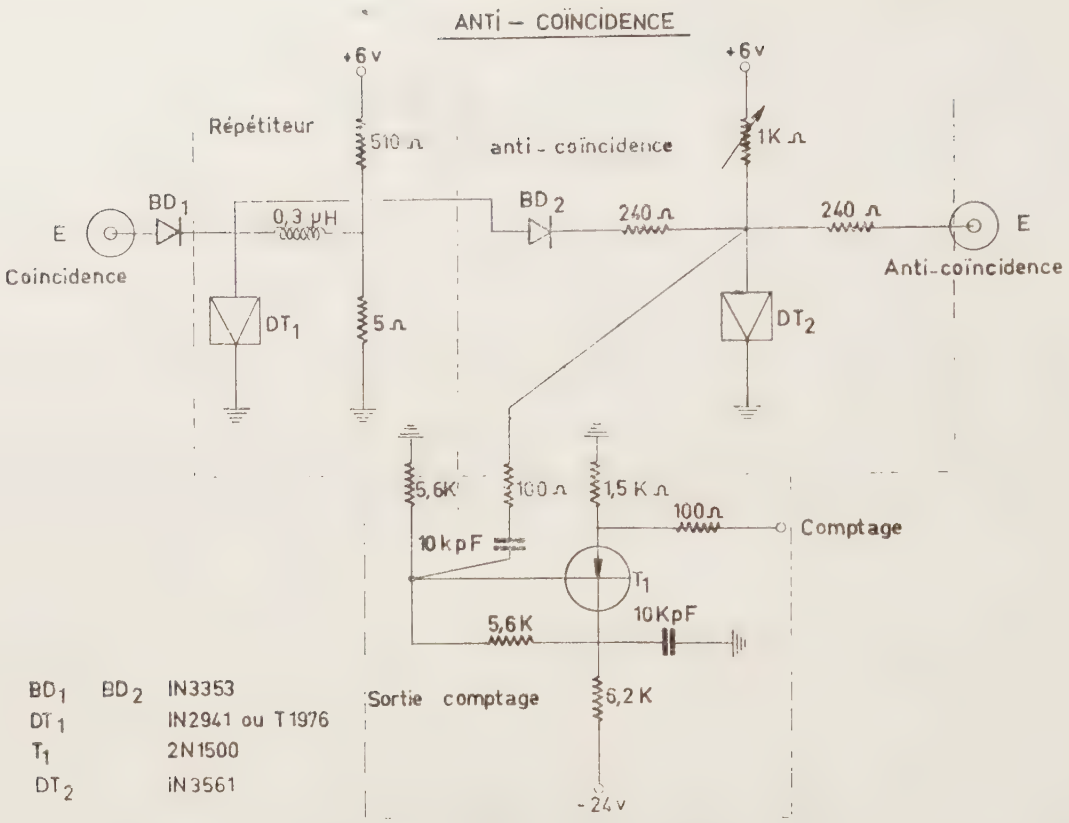

FIG. 11. — *Montage d'anticoïncidences.*

Coincidence

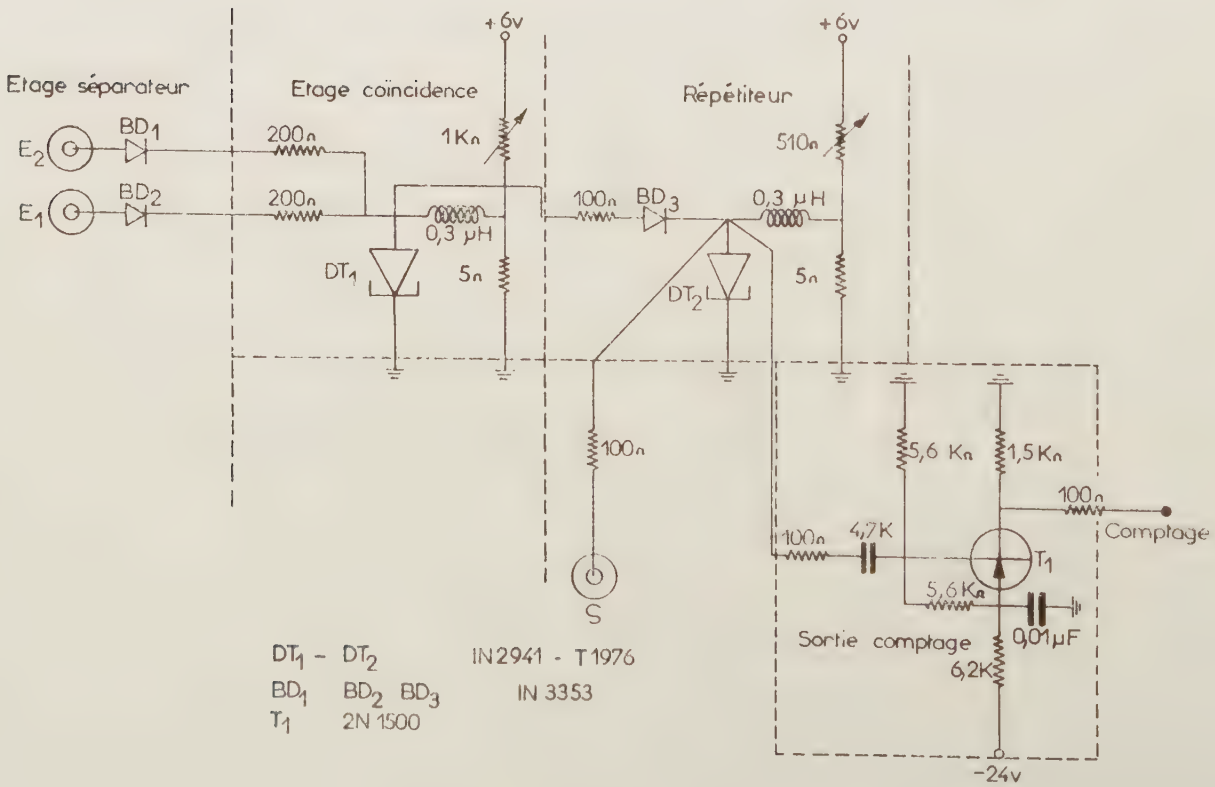

FIG. 12. — *Montage de coïncidences.*

Ils se composent :

— d'un monostable de seuil dont le seuil linéaire est réglable entre 250 mV et 2,35 V par injection de courant (OC 74) ;

— d'un étage séparateur et différentiateur qui attaque un monostable de temps à self.

Cet étage est répété de façon à obtenir une impulsion de sortie d'amplitude 300 mV et de durée 9 ns constantes quelle que soit l'amplitude d'entrée.

Le passage d'un proton dans les "ΔE" est indiqué par une coïncidence de 5 ns.

L'impulsion ainsi obtenue est mise en forme par un monostable de temps et injectée dans un autre discriminateur du type "ΔE" dont le seuil éliminera les résiduelles, donnant ainsi le comptage I_0.

La voie "E" attaque le discriminateur "E" (fig. 10). Il se compose :

— d'un monostable de seuil identique aux précédents ;

— d'un système de contrôle à monostable de temps (comptage I) ;

— d'un trigger de verrouillage qui fournit le signal "anticoïncidence" prélevé par un étage de liaison couplé continu à restitution de niveau.

Le temps de résolution du système d'anticoïncidence (fig. 11) (25 ns) est choisi volontairement plus petit que le temps de résolution des discriminateurs de coïncidences (fig. 12). Ainsi, on est protégé à haut taux de comptage. Si deux protons arrivent dans un temps inférieur à 40 ns, l'échelle de comptage I_0 n'enregistrera qu'une impulsion, le trigger bascule et verrouille le monostable d'anticoïncidence. 25 ns après, le système d'anticoïncidence est prêt à fonctionner évitant toute erreur sur le comptage ($I_0 - I$).

Le monostable d'anticoïncidence est à résistance et l'impulsion provenant de la coïncidence (monostable à self) est centrée par rapport au signal de verrouillage.

Nous vérifions le bon fonctionnement de l'électronique soit au générateur d'impulsion rapide à double sortie synchronisée, soit sous faisceau : il suffit de compter simultanément I_0 et I, le seuil du discriminateur I étant assez bas. Ces deux mesures doivent se raccorder.

Visualisation des spectres d'amplitude.

Pour pouvoir visualiser un spectre, nous prélevons l'impulsion sur une dynode et l'amplifions (amplificateur Chaminade) avant de l'introduire dans le sélecteur d'amplitude (Sa 20).

Celui-ci est commandé par une porte elle-même actionnée par une échelle déterminant le pouvoir démultiplicateur (fig. 13).

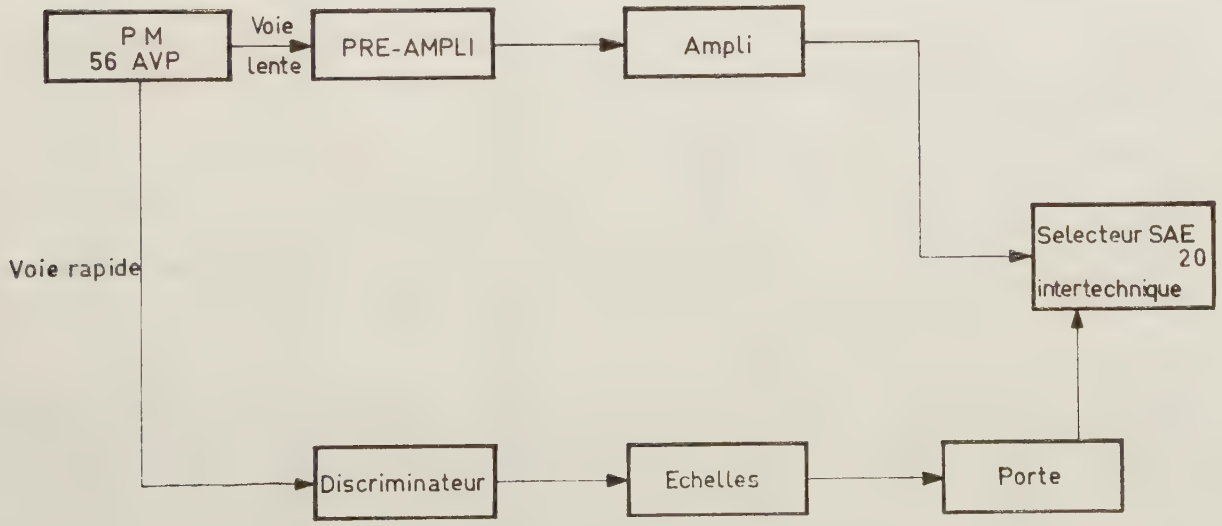

FIG. 13. — *Montage de démultiplication des impulsions.*

Ceci permet d'éviter la surcharge du convertisseur en n'étudiant qu'une impulsion sur 10, sur 100, etc.

F) *Les cibles.*

Nous avons utilisé des cibles d'épaisseurs telles que la perte d'énergie dans l'atténuateur soit environ de 1 MeV ce qui correspond par exemple, pour le cuivre, à une épaisseur de 35 mg/cm². De telles cibles sont faciles à obtenir en élément naturel. Nous n'avons pu nous procurer ces cibles en isotopes séparés. L'homogénéité et la pesée de telles cibles ne posent pas de difficultés. Nous avons étudié surtout Cu et Ni.

Les cibles étaient montées sur une roue à 8 positions, télécommandée, identique à celle se trouvant entre l'aimant de 90° et l'aimant de direction [65].

G) *Mesures et corrections.*

Nous avions plusieurs avantages par rapport aux expérimentateurs ayant fait de telles mesures : le Tandem est une machine non pulsée et à énergie variable. Le premier avantage est évident pour l'électronique rapide. Le second nous évite de procéder comme les autres groupes qui utilisent des absorbants pour changer d'énergie, ce qui a le double inconvénient de donner du "straggling" mais surtout de changer beaucoup (par diffusion coulombienne multiple) la divergence du faisceau, donc de faire des mesures avec et sans cible à des taux de comptages très différents.

Nous préréglons chaque mesure à 10^7 coïncidences. Chaque groupe de mesures à une énergie comprend 10 mesures successives de 10^7 coïncidences. Chaque nouvelle séance de travail commence par la mesure sur la cible de cuivre à 10 MeV (énergie au centre de la cible) cette détermination ayant été faite par de nombreux auteurs.

Pour faire la mesure du bruit de fond (réactions dans le détecteur E), à la même énergie que pendant la mesure proprement dite (c'est-à-dire avec la cible), nous avons préparé un code nous permettant de nous mettre exactement aux énergies correspondantes (tableau 4). Chaque groupe de mesures dure d'une demi-heure à une heure.

a) Correction élastique en "dehors de l'angle θ" : annexe I.

Nous avons procédé de deux façons : en utilisant les très nombreux résultats expérimentaux de diffusions élastiques [70] ou en calculant ces diffusions élastiques à l'aide du modèle optique.

Il faut intégrer ces diffusions expérimentales ou théoriques pour tout l'angle "mort" du détecteur E. Nous avons pour cela préparé un code très simple utilisant la méthode du trapèze.

b) Correction inélastique "dans l'angle θ" : annexe II.

Là encore, nous avons utilisé soit les résultats expérimentaux [70], soit les courbes théoriques que nous avons obtenues par un calcul d'équations couplées [71] et procédé, comme précédemment pour intégrer dans le domaine angulaire du détecteur E. Nous avons placé le seuil du discriminateur "E" à environ 3 MeV au-dessous du pic élastique mais cette position n'est pas critique [74].

c) Dans les mesures avec et sans cible, les détecteurs ΔE ne "voient" pas un faisceau de même énergie. Une correction s'impose. Nous avons procédé comme Wilkins [19] en utilisant les résultat de Nagahara sur la diffusion de protons sur carbone.

Exemple : détermination de σ_R sur le cuivre à 12 MeV.

Pour avoir une énergie de 12 MeV au centre de la cible, il faut une énergie initiale de 12,52 MeV, l'énergie des protons arrivant sur le détecteur "E" final étant 11,56 MeV.

Dans la mesure sans cible, pour avoir une énergie de 11,56 MeV sur le détecteur final, il faut une énergie initiale de 11,67 MeV. Chaque mesure, pour 10^8 coïncidences, donne respectivement :

— avec cible : 285.940 anticoïncidences,

— sans cible : 252.072 anticoïncidences.

Le second résultat est en accord avec les résultats de Gilles et Burge [74] qui ont étudié l'action d'un faisceau de protons sur le plastique NE 102 pour en déduire directement la section de réaction sur le carbone. La différence entre les deux mesures donne l'atténuation due à la cible $= 33\,868 \pm 750$ car la déviation standard sur la différence $(a - b)$ est $\sqrt{a + b}$.

Il faut procéder alors à la correction c) puisque les détecteurs ΔE ont "vu" successivement un faisceau de 12,52 MeV puis de 11,67 MeV. Cette correction se calcule à partir des résultats de diffusion de protons

Tableau IV

*J. Delaunay **11/1963 : expérience de transmission. — Protons sur cuivre (E_p = 35,6 mg) 2 cristaux de .001NE102.*

Fréquence (Mc)	E (MeV) initiale	E (MeV) après △ E 1	E (MeV) après △ E 2	E (MeV) centre cible	E (MeV) finale
22,535	10,030	9,906	9,780	9,270	8,737
22,547	10,040	9,916	9,791	9,280	8,749
22,558	10,050	9,926	9,801	9,291	8,760
22,569	10,060	9,936	9,811	9,302	8,771
22,580	10,070	9,946	9,821	9,312	8,782
22,592	10,080	9,956	9,831	9,323	8,793
22,603	10,090	9,966	9,842	9,334	8,804
22,614	10,100	9,977	9,852	9,344	8,815
22,625	10,110	9,987	9,862	9,355	8,826
22,636	10,120	9,997	9,872	9,365	8,837
22,648	10,130	10,007	9,882	9,376	8,848
22,659	10,140	10,017	9,893	9,387	8,859
22,670	10,150	10,027	9,903	9,397	8,871
22,681	10,160	10,037	9,913	9,408	8,882
22,692	10,170	10,047	9,923	9,418	8,893
22,703	10,180	10,057	9,933	9,429	8,904
22,715	10,190	10,067	9,944	9,440	8,915
22,726	10,200	10,078	9,954	9,450	8,926
22,737	10,210	10,088	9,964	9,461	8,937
22,748	10,220	10,098	9,974	9,472	8,948
22,759	10,230	10,108	9,984	9,482	8,959
22,770	10,240	10,118	9,995	9,493	8,970
22,781	10,250	10,128	10,005	9,503	8,981
22,792	10,260	10,138	10,015	9,514	8,992
22,804	10,270	10,148	10,025	9,525	9,003
22,815	10,280	10,158	10,035	9,535	9,014
22,826	10,290	10,168	10,046	9,546	9,025
22,837	10,300	10,179	10,056	9,556	9,036
22,848	10,310	10,189	10,066	9,567	9,047
22,859	10,320	10,199	10,076	9,577	9,059
22,870	10,330	10,209	10,086	9,588	9,070
22,881	10,340	10,219	10,097	9,599	9,081
22,892	10,350	10,229	10,107	9,609	9,092
22,903	10,360	10,239	10,117	9,620	9,103
22,914	10,370	10,249	10,127	9,630	9,114
22,925	10,380	10,259	10,137	9,641	9,125
22,936	10,390	10,269	10,148	9,652	9,136
22,947	10,400	10,280	10,158	9,662	9,147
22,958	10,410	10,290	10,168	9,673	9,158
22,969	10,420	10,300	10,178	9,683	9,169
22,980	10,430	10,310	10,188	9,694	9,180
22,991	10,440	10,320	10,199	9,705	9,191
23,002	10,450	10,330	10,209	9,715	9,202
23,013	10,460	10,340	10,219	9,726	9,213
23,024	10,470	10,350	10,229	9,736	9,224
23,035	10,480	10,360	10,239	9,747	9,235
23,046	10,490	10,370	10,250	9,757	9,246
23,057	10,500	10,380	10,260	9,768	9,257
23,068	10,510	10,391	10,270	9,779	9,268
23,079	10,520	10,401	10,280	9,789	9,279
23,090	10,530	10,411	10,290	9,800	9,290

sur le carbone [73]. Dans notre exemple, la correction est positive et évaluée à 600 ± 200 ce qui donne : (33.868 ± 750)

$$(33868 \pm 750) + (600 \pm 200) = 34468 \pm 800$$

En appliquant la relation $\frac{I_0 - I}{I_0} = n \times \sigma_R$ pour la cible de cuivre de 35,6 mg, nous obtenons la section de réaction "brute" que nous pouvons comparer aux résultats d'autres auteurs ayant choisi le même angle θ que nous soit 60°.

$$\sigma\text{brute} = 1024 \pm 25 \text{ mb}$$

Il faut alors appliquer :

— la correction **a)** élastique — voir annexe 1. Cette correction sera : 129 ± 13 mb. Rappelons que cette correction est à soustraire puisqu'elle correspond aux protons diffusés élastiquement en dehors de l'angle θ ;

— la correction **b)** inélastique — voir annexe 2. Cette correction sera : 30 ± 10 mb. Rappelons que cette correction est à ajouter puisqu'elle correspond aux protons diffusés inélastiquement dans l'angle θ.

Finalement, on obtient (nous écrivons σ_R : en réalité nous devrions écrire $\sigma_R - \sigma_{EC}$ pour rappeler que nous négligeons la diffusion composée).

$$\sigma_R = (1024 \pm 25) - (129 \pm 13) + (30 \pm 10) = 925 \pm 30 \text{ mb}$$

Résultats : Le tableau 5 donne les résultats pour Ni et Cu.

Les erreurs sont dans tous les cas $\leqslant 5\ \%$.

Nous avons mesuré la transmission de protons pour de nombreux autres éléments (Al, Mg, Ta, Co, Au, etc.) mais il ne nous a pas été possible d'en extraire une information valable soit par manque de données sur les diffusions élastiques et inélastiques, soit que nous nous trouvions dans des régions de résonances. Par exemple, la figure 14 montre les corrections élastique et inélastique pour Mg [75].

Tableau V

E_p centre cible Mev	Ni (33,54 mg/cm²)			Cu (35,60 mg/cm²)		
	correction inélastique : 30 ± 10 mb					
	σ brute mb	correction élastique ± 10 mb	σ_R-σ_{EC} mb	σ brute mb	correction élastique ± 10 mb	σ_R-σ_{EC} mb
9,00	793	263	560	953	268	715
9,25	815	255	590	942	247	725
9,50	815	240	605	954	232	752
9,75	834	222	642	963	218	775
10,00	837	216	651	972	201	801
10,25	830	195	665	977	195	812
10,50	856	185	701	1 000	185	845
10,75	859	172	717	1 010	172	868
11,00	843	156	717	998	158	870
11,25	862	154	738	1 003	152	881
11,50	880	145	765	1 019	150	899
11,75	890	140	780	1 023	142	911
12,00	892	130	792	1 024	129	925

Dans d'autres cas, la diffusion coulombienne est trop importante par rapport à la diffusion nucléaire. Nous avions surtout entrepris les mesures sur ces éléments à titre de comparaison avec les mesures de Wilkins [19]. L'angle θ étant le même que celui de cet auteur, nous avons comparé nos résultats aux siens ; dans tous les cas, les résultats "bruts" sont en accord avec les siens à la limite des erreurs.

Nos résultats [76] sont en bon accord avec ceux de Bearpark et al [77] obtenus par une autre technique (II. 3) et publiés simultanément au Congrès de Paris en 1964. Bien que ne pouvant juger complètement de la difficulté d'une mesure de σ_R par la technique de Bearpark, il semble que cette méthode soit meilleure que

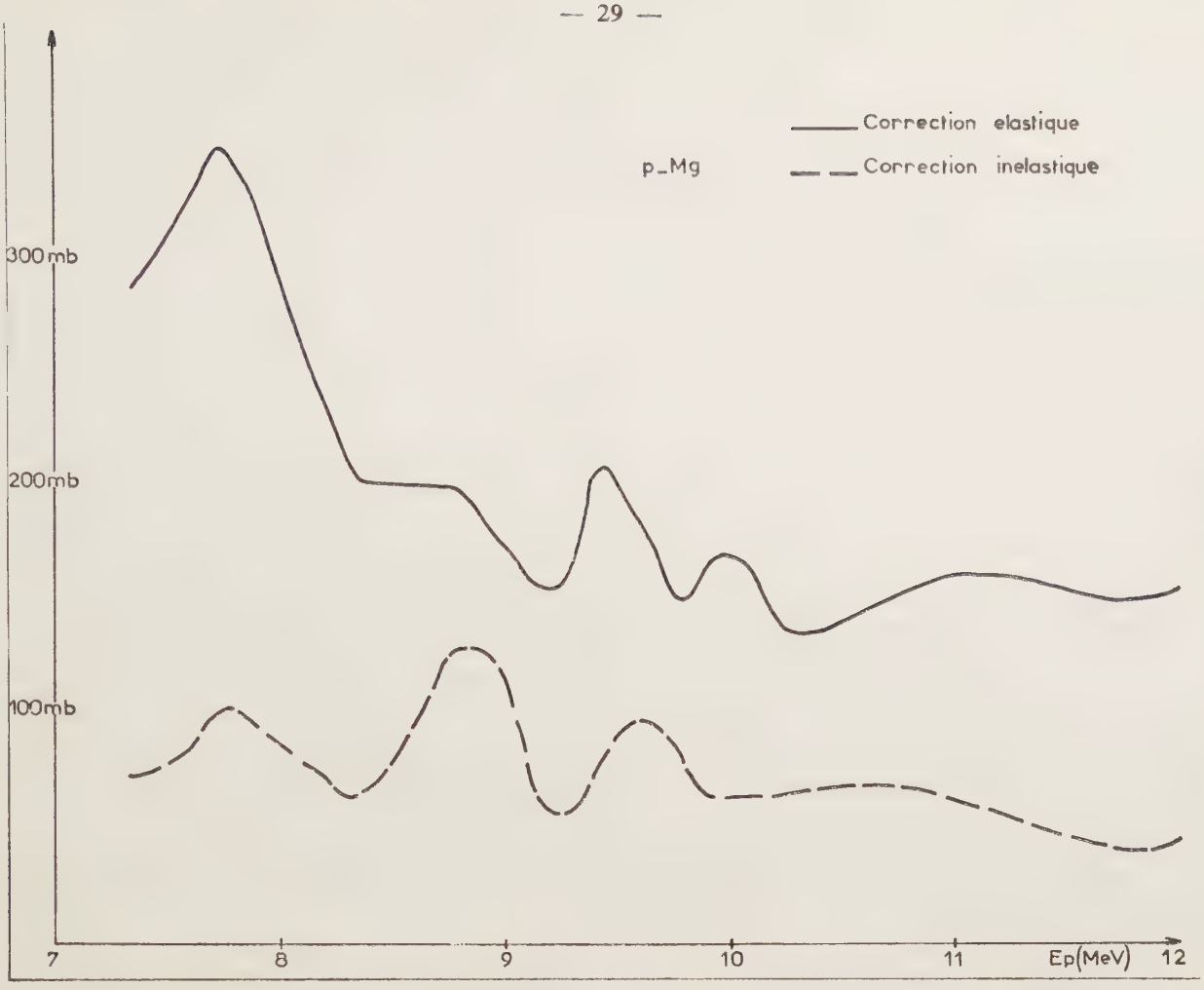

FIG. 14. — *Corrections élastique et inélastique dans le cas de protons diffusant sur le magnésium.*

la méthode de transmission de Eisberg-Gooding du fait qu'elle se libère des détecteurs nucléaires et de l'électronique rapide et que l'on peut travailler avec des faisceaux d'intensité "normale" donc réduire en un temps très court les erreurs dues à la seule statistique.

II. 3 - **Autres méthodes.**

Récemment plusieurs nouvelles méthodes pour mesurer les sections de réactions ont été proposées.

A) Méthode de l'atténuation de la charge [77].

La cible est enfermée dans une petite chambre et l'ensemble est isolé électriquement. La chambre comporte deux ouvertures pour laisser passer le faisceau. Chaque réaction dans la cible (pn) (pα) (pt), etc., diminue la charge totale de une unité (si l'on empêche les produits chargés de la réaction de quitter la chambre).

B) Méthode du faisceau moléculaire.

Cette méthode a été suggérée par les physiciens d'Amsterdam [78] mais n'a pu être mise en œuvre jusqu'à présent. Le principe en est le suivant :

On utilise au cyclotron un faisceau moléculaire d'hydrogène d'énergie E, donnant dans un détecteur une raie correspondant à cette énergie. Si l'on interpose devant le détecteur une cible, la molécule d'hydrogène se casse en deux protons d'énergie E/2. S'il n'y a pas eu de réaction dans la cible, l'arrivée des deux protons donne toujours une impulsion correspondant à E. S'il y a eu réaction l'un des protons de la paire a disparu mais il apparaît dans le détecteur E une impulsion correspondant à E/2. La méthode consiste donc à mesurer cette raie d'énergie E/2. Les auteurs pensent que cette technique est difficile à mettre en œuvre à cause de la présence de gaz résiduels dans la machine.

CHAPITRE III

III. 1 - **Comparaison des résultats avec la théorie.**

A) Etude pour ^{141}Pr et ^{150}Nd [48, 49, 24].

Les calculs de σ_R ont été faits en 1960 en prenant le potentiel optique de Bjorklund et Fernbach [31] avec le premier code "optique" à Saclay sur l'ordinateur Mercury-Ferranti. Les détails de la programmation sont donnés dans l'article de Beurtey et al [79]. Dans ce potentiel, le facteur de forme de la partie réelle est du type habituel de Woods-Saxon avec les paramètres :

$$a = 0{,}65 \text{ fermi} \qquad r_0 = 1{,}25 \text{ fermi}$$

L'absorption a la forme d'une gaussienne centrée à la surface du noyau.

La figure 15 représente la distribution angulaire calculée de la diffusion élastique avec différentes valeurs de b et W_G telles que le produit $W_G \times b$ reste constant.

On constate que dans d'assez larges limites, pour une pure absorption de surface, on reproduit à peu près la même distribution angulaire alors que, pour chaque potentiel, la section de réaction change très sensiblement.

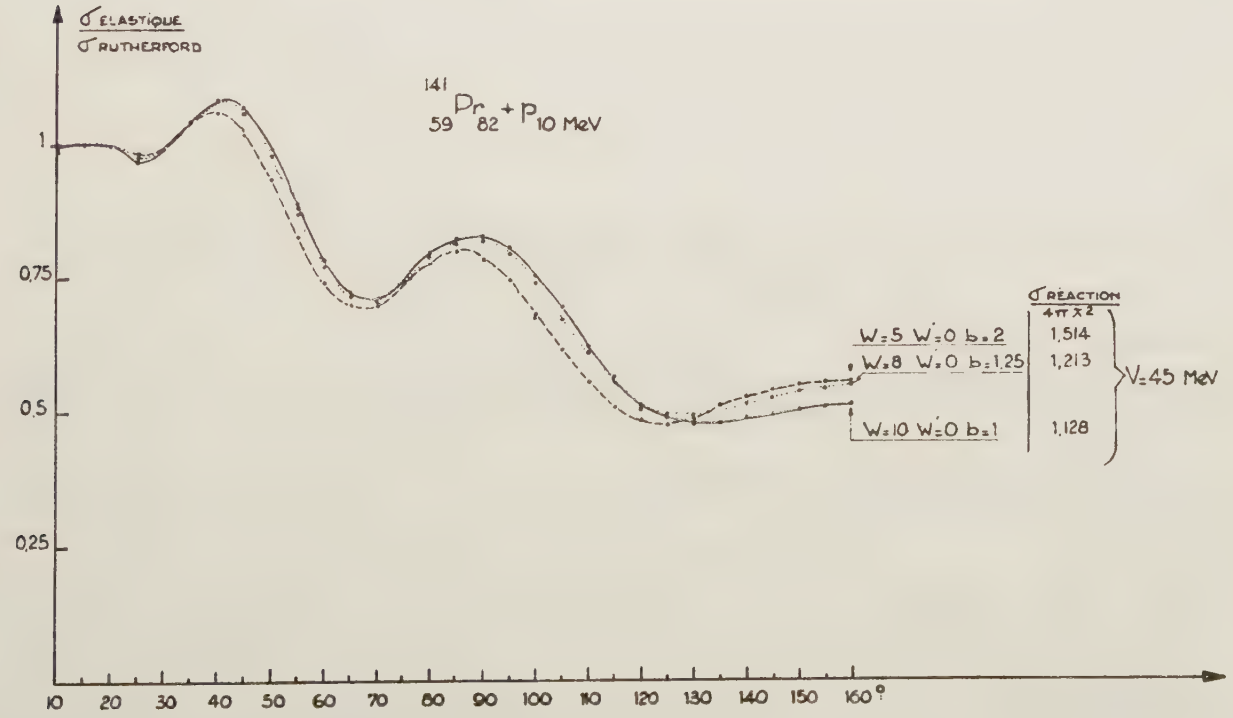

FIG. 15. — *Diffusion élastique calculée de protons de 10 MeV sur le ^{141}Pr ; ambiguïté $W_G \times b$ = constante.*

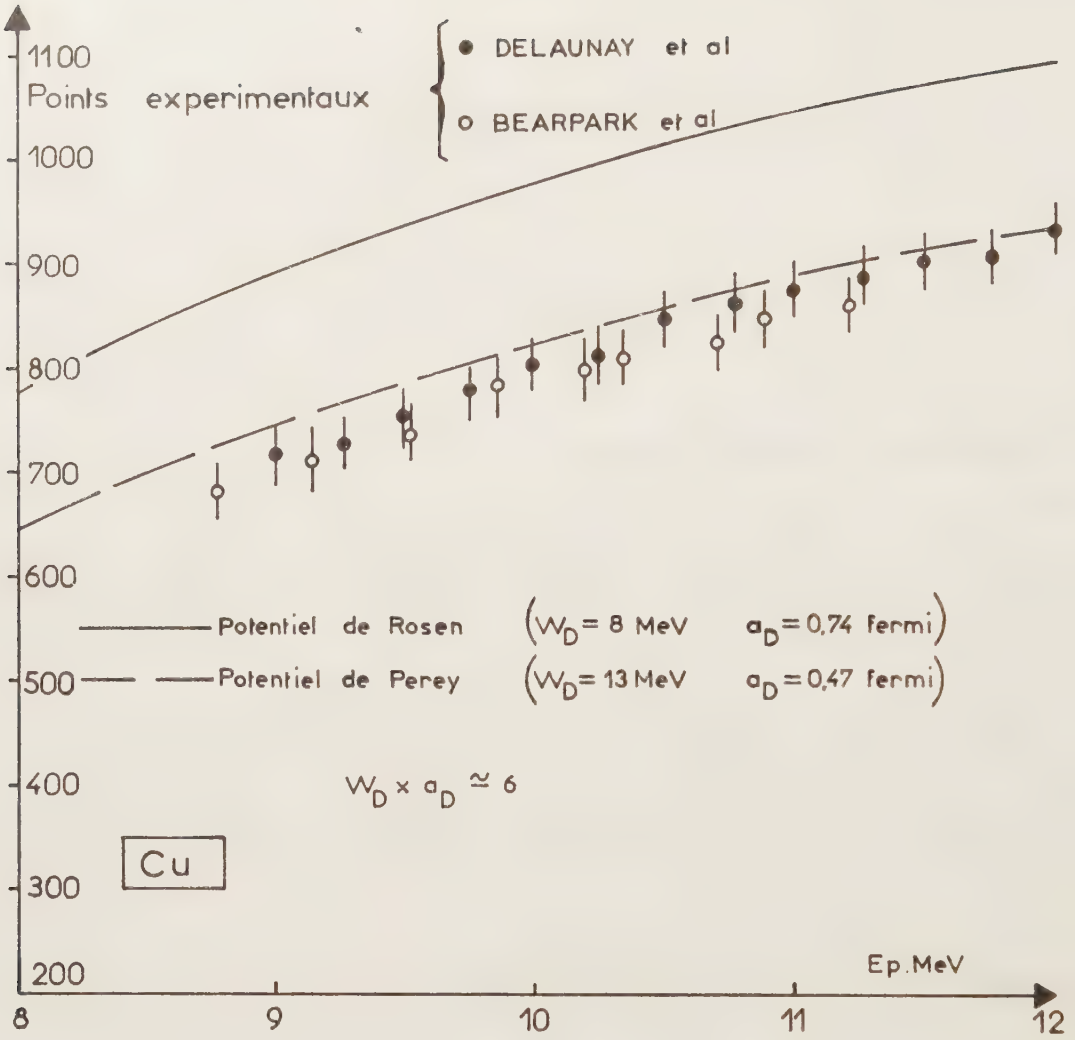

FIG. 16. — *Résultats expérimentaux et théoriques sur le cuivre.*

La figure 1 représente les résultats expérimentaux pour σ_R comparés aux résultats théoriques avec :

$$b = 1 \text{ fermi} \qquad \text{et } W_G = 10 \text{ MeV}$$

On constate que l'accord est satisfaisant.

B) Etude pour Cu et Ni.

Plus récemment (1964) nous avons fait des prédictions de σ_R avec le code de Perey, Jib 3 en utilisant son potentiel [12] d'absorption de surface ayant la forme d'une dérivée d'un potentiel de Saxon (voir chapitre 1).

Lorsque nous nous référerons au potentiel de Perey pour toute la suite de ce chapitre, cela impliquera l'utilisation des valeurs suivantes :

$$V = 53{,}3 - 0{,}55\,E + 0{,}4\,\frac{Z}{A^{1/3}} + 27\,\frac{(N-Z)}{A}$$

$r_o = r_c = r_i = 1{,}25$ fermi

E = énergie des protons incidents

$a = 0{,}65$ fermi

$a_D = 0{,}47$ fermi

$W_D = 13 \pm 1$ MeV : nous spécifierons la valeur utilisée pour chaque calcul.

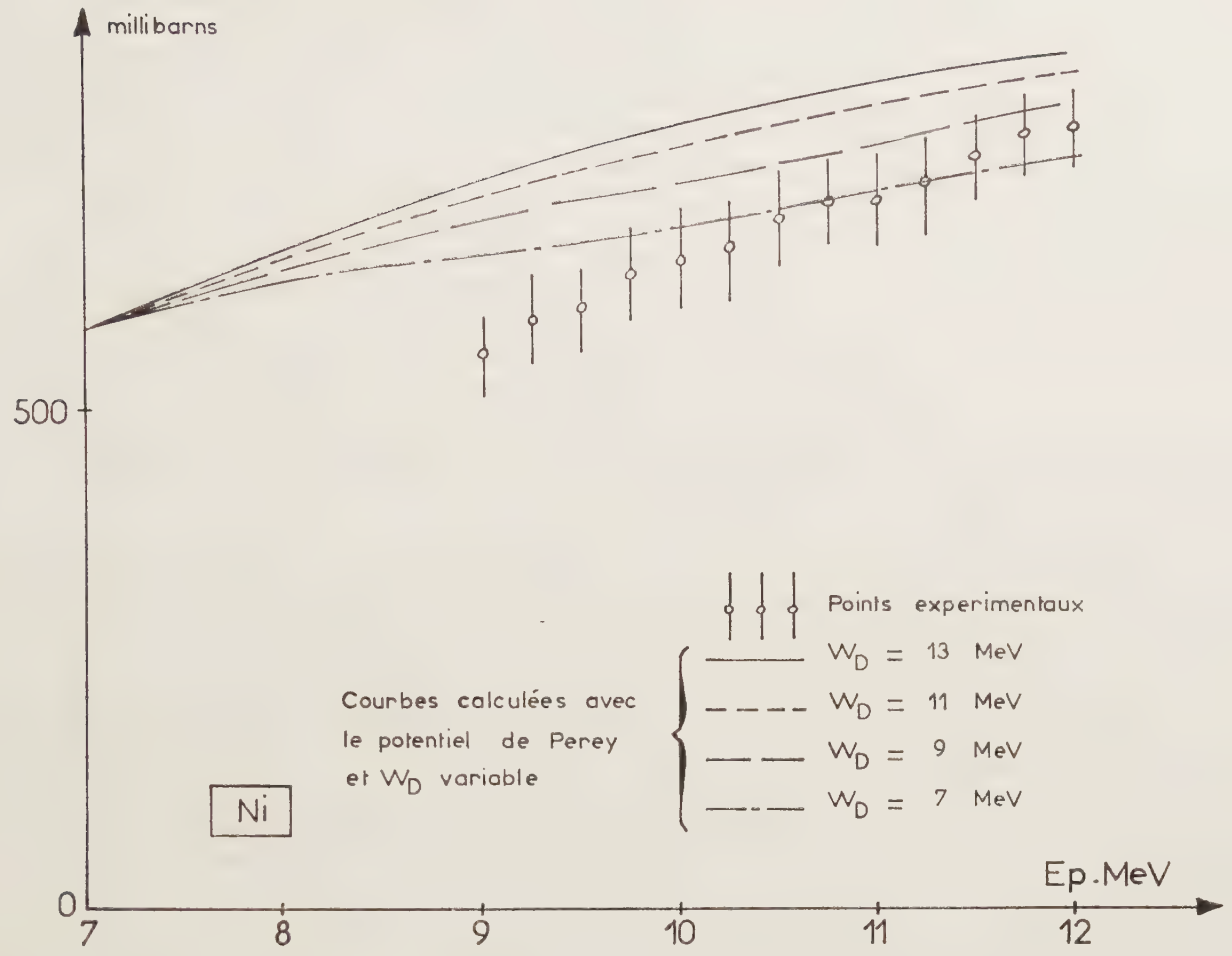

FIG. 17. — *Résultats expérimentaux et théoriques sur le nickel.*

Nous avons fait des calculs avec deux potentiels spin-orbite.

— potentiel a) de la forme de Thomas avec $V_{so} = 7{,}5$ MeV ; $a_{so} = 0{,}47$ fermi.

— potentiel b) prédisant mieux les polarisations [80] avec $V_{so} = 6$ MeV ; $r_{so} = 1{,}12$ fermi ;

Il faut noter que le potentiel spin-orbite joue un rôle négligeable pour le calcul de σ_R.

Le tableau 5 et les figures 16 et 17 représentent nos résultats avec $W_D = 13$ MeV et le potentiel spin-orbite a.

On constate que l'accord est excellent pour le cuivre, beaucoup moins bon pour le nickel.

Ce désaccord partiel pour le nickel (les valeurs expérimentales trop petites par rapport aux prédictions théoriques) peut s'expliquer de deux façons :

a) Le potentiel imaginaire — représentant l'absorption — deviendrait plus petit, ainsi que σ_R au voisinage des couches fermées. Pour le nickel la couche $Z = 28$ protons est fermée. Nous avons fait des calculs en partant de la valeur habituelle $W_D = 13$ MeV puis nous avons abaissé ce potentiel aux valeurs successives $W_D = 11$, 9, 7 MeV (figure 17).

Pour la valeur $W_D = 7$ MeV la courbe calculée passe par les points expérimentaux aux énergies les plus élevées et s'en écarte quand l'énergie des protons incidents diminue, ce qui nous amène à considérer une deuxième cause possible pour le désaccord expérience-théorie pour le nickel.

b) Nous avons négligé, dans toute cette étude, la diffusion élastique composée. Weisskopf a montré [10] comment le paquet d'ondes diffusait en deux temps :

— la diffusion nucléaire (shape elastic) par le potentiel optique ou interaction directe, en 10^{-23} seconde ;

— la diffusion élastique composée en 10^{-15} seconde. L'expérience ne peut distinguer ces deux diffusions élastiques bien que quelques tentatives aient été faites [81].

On sait peu de choses sur cette diffusion composée. De la théorie de Hauser-Fesbach [82], on déduit cependant :

— qu'elle doit être isotrope ;

— qu'elle doit être symétrique par rapport à 90°

— que son importance décroît si l'énergie des particules incidentes et la masse de la cible s'élèvent ;

— que son importance est liée à la valeur du seuil (pn) : la réémission par la voie d'entrée étant plus probable si les autres voies sont fermées énergétiquement. Pour les isotopes les plus abondants du cuivre et du nickel, les seuils des réactions (pn) sont respectivement ~4 MeV et ~9 MeV (tableau 6).

Il semble que les écarts entre l'expérience — qui détermine (σ_R — σcomposée) — et le calcul de σ_R proviennent à la fois de la fermeture de la couche de protons et du terme σcomposée qui a été négligé.

III. 2 - Essais de valeurs "absurdes" de paramètres.

Les calculs du modèle optique impliquent un grand nombre de paramètres ajustables. Il pourrait sembler qu'avec tant de paramètres libres on puisse lisser mathématiquement n'importe quelle courbe expérimentale, quitte à obtenir des résultats sans signification physique. Ce n'est pourtant pas le cas comme nous allons le démontrer dans l'exemple ci-dessous.

Nous avons étudié la diffusion de protons de 12 MeV sur le cuivre avec les données d'Argonne [22].

Nous commençons la recherche de paramètres en partant du potentiel de Perey (W_D = 12 MeV et potentiel spin-orbite b), les résultats du départ sont :

σ_R = 913 mb $\chi^2 = 5$ pour la distribution angulaire donnée avec des erreurs expérimentales de 5 %.

Nous fixons r à 2 fermis alors que de nombreuses expériences, en particulier la diffusion des électrons, donnent r ~ 1,25 fermi. Puis nous libérons les autres paramètres. A la fin de la recherche les résultats sont :

V = 51 MeV	a = 0,49 fermi	r = 2 fermis valeur fixe imposée
W_D = 32,8 MeV	a_D = 0,30 fermi	r_D = 1,22 fermi
V_{so} = 11 MeV	a_{so} = 1,50 fermi	r_{so} = 1,49 fermi

et

$\sigma_R = 2049$ mb avec $\chi^2 = 254$ (par point !) ; ce qui montre un désaccord flagrant.

Rappelons que l'expérience donne $\sigma_R = 925 \pm 40$ mb.

Nous avons fait de tels calculs à plusieurs énergies en fixant un des paramètres à une valeur très différente de celle habituellement utilisée. Les résultats sont analogues à ceux de notre exemple ce qui est très encourageant car ces valeurs habituellement utilisées sont en accord avec nos connaissances en physique.

III. 3 - Départs différents dans la recherche des paramètres du modèle.

Une question très importante dans ce genre de calcul est celle-ci : en quoi le potentiel de départ influe-t-il sur les résultats ? Autrement dit est-on sûr de parvenir au seul minimum du χ^2 ?

Nous avons étudié cette question sur le même exemple que précédemment (III. 2).

Rappelons qu'au départ, on obtient :

$$\sigma_R = 913 \text{ mb et } \chi^2 = 5 \text{ par point}$$

— on conserve tout le potentiel de Perey au départ sauf pour V auquel on donne sucessivement les valeurs :

$$V = 40,\ 50,\ 60 \text{ MeV}$$

Dans les trois cas, la recherche s'achève sur les résultats :

$$V = 52{,}11 \text{ MeV } \sigma_R = 913 \text{ mb } \chi^2 = 5 \text{ par point}$$

— on conserve tout le potentiel de Perey au départ sauf pour W_D auquel on donne successivement les valeurs :

$$W_D = 6,\ 8,\ 10,\ 12 \text{ MeV}$$

Dans les 4 cas, la recherche s'achève sur les résultats.

$$W_D = 13{,}05 \text{ MeV} \quad \sigma_R = 925 \text{ mb} \quad \chi^2 = 3 \text{ par point.}$$

Conclusion : pour les noyaux moyens, vers 10 MeV, le potentiel de Perey semble bien représenter l'unique minimum du χ^2.

Tableau VI

	^{63}Cu	^{65}Cu	^{58}Ni	^{60}Ni	^{62}Ni
pourcentage isotopique	69,1	30,9	67,76	26,16	3,66
seuil (pn) MeV	4,14	2,13	9,3	6,9	4,7

Dans les trois paragraphes suivants, nous allons étudier le rôle que peut jouer σ_R pour réduire certaines ambiguïtés que l'on trouve en général en lissant seulement les distributions angulaires.

III. 4 - Rôle de σ_R dans le choix d'un potentiel d'absorption de surface ou de volume.

Nous allons considérer l'effet d'une absorption de surface puis de volume sur la distribution angulaire de la diffusion élastique et la section de réaction σ_R pour des protons de 12 MeV sur le cuivre [22].

a) **Etude d'un potentiel de surface.**

Au départ, nous utilisons le potentiel de Perey avec $W_D = 12$ MeV et le potentiel spin-orbite b.

Les paramètres libres sont W_D, r_D, a_D, c'est-à-dire la profondeur et le facteur de forme.

Les résultats auxquels aboutit la recherche automatique sont :

$W_D = 12{,}12$ MeV $\quad r_D = 1{,}26$ fermi $\quad a_D = 0{,}48$ fermi

$\chi^2 = 2{,}6$ par point et $\sigma_R = 931$ mb.

b) **Etude d'un potentiel de volume.**

Au départ, les potentiels réels, spin-orbite et coulombien sont les mêmes qu'en a) mais :

$W_D = O \quad W_v = 10$ MeV $\quad r_v = 1{,}25$ fermi $\quad a_v = 0{,}65$ fermi

Les résultats finals sont :

$W_v = 5{,}68$ MeV $\quad r_V = 1{,}55$ fermi $\quad a_v = 0{,}20$ fermi

$\chi^2 = 3{,}3$ par point et $\sigma_R = 958$ mb

Les résultats du lissage sont légèrement meilleurs avec une absorption de surface qu'avec une absorption de volume comme le montrent les valeurs de χ^2.

Il ne semble pas que σ_R puisse aider beaucoup dans ce choix important — contrairement aux prévisions d'autres auteurs [19] — au moins aux énergies considérées à moins de pouvoir déterminer σ_R à mieux que 1 %, précision que les techniques actuelles ne peuvent atteindre.

III. 5 - Rôle de σ_R pour réduire l'ambiguïté du type $V \times R^n =$ constante.

Nous avons défini cette ambiguïté au chapitre I et l'avons étudiée de plusieurs façons.

a) Nous avons analysé les résultats de la diffusion sur le cuivre de 9 à 17 MeV [22, 44] en fixant V et en libérant R.

Au départ, nous utilisons le potentiel de Perey avec $W_D = 12$ MeV et potentiel spin-orbite b.

Les résultats du calcul sont donnés sur le tableau 7 montrant que l'ambiguïté n'est qu'approximative (sinon le χ^2 serait constant).

Notons que l'ambiguïté de la forme $V \times R^n =$ constante dont parlent les spécialistes du modèle optique s'obtient en variant légèrement les autres paramètres de façon à maintenir la qualité du lissage *. En effet, si l'on permet ces légers écarts des autres paramètres on peut voir "l'ambiguïté" (c'est-à-dire une région où χ^2 varie peu) devenir plus importante.

* Communication privée du Professeur Melkanoff.

Tableau VII
"Ambiguïté" VR^n = Constante.

E MeV	V MeV	R fermi	χ^2 par point	σ_R mb
9	40	1,423	23	929
	45	1,350	7	828
	50	1,290	2	762
	55	1,238	3	720
	60	1,118	8	687
10	40	1,415	17	981
	45	1,343	7	888
	50	1,288	4	836
	55	1,236	3	799
	60	1,185	6	766
11	40	1,411	15	1 032
	45	1,342	11	946
	50	1,285	8	896
	55	1,230	6	857
	60	1,178	9	823
12	40	1,398	21	1 060
	45	1,333	12	983
	50	1,273	7	930
	55	1,217	3	890
	60	1,166	6	858
17	40	1,371	48	1 165
	45	1,311	19	1 094
	50	1,250	8	1 036
	55	1,186	9	985
	60	1,128	19	950

Cependant dans ce cas σ_R ne change presque pas des valeurs indiquées sur le tableau et peut être utilisé pour réduire cette ambiguïté.

b) Nous avons voulu étudier cette ambiguïté d'une façon plus directe. Afin de découvrir (s'ils existent) des potentiels différents donnant à peu près le même χ^2, nous avons analysé la diffusion élastique de protons de 12 MeV sur le cuivre en utilisant, outre les données expérimentales, une section de réaction imposée avec une erreur artificielle de 1 % et en libérant V et R.

Cette manière de faire oblige le code à rechercher divers potentiels lissant aussi bien que possible la diffusion élastique.

On constate sur le tableau 8 que, dans le cas considéré, l'ambiguïté $V \times R^2$ = constante est vérifiée d'une façon frappante. Ces divers potentiels donnent des σ_R différents, ce qui permet au moins en partie de les différencier. Nous avons aussi illustré les résultats sur la figure 18. On constate qu'à 12 MeV par exemple la

Tableau VIII
Ambiguïté $V \times R^n$ = Constante.

σ_R imposée mb	V MeV	R fermi	VR^2	σ_R mb	$\chi^2(\theta)$ par point
600	65,019	1,114	80,68	826	16,1
700	61,437	1,150	81,25	848	8,1
800	57,455	1,190	81,36	873	4,4
900	55,068	1,216	81,42	889	3,9
1 000	52,112	1,250	81,42	913	5,3
1 100	51,467	1,258	81,44	919	5,8
1 200	50,264	1,274	81,58	932	7,4
1 300	42,305	1,371	79,51	1 026	16,5

à la valeur $V = 51 \pm 4{,}5$ MeV et que des mesures plus précises de σ_r limiteraient plus étroitement cette valeur.

III. 6 - Rôle de σ_R pour réduire l'ambiguïté du type $W_D \times a_D =$ constante.

Cette ambiguïté consiste, comme dans le cas précédent, dans le fait qu'un accroissement de W_D peut être compensé par une diminution de a_D sans changer notablement la valeur de χ^2.

Nous avons étudié cette ambiguïté sur la diffusion de protons de 9 à 17 MeV sur le cuivre (les données expérimentales sont les mêmes que précédemment) avec la technique décrite en III. 5 (b) c'est-à-dire en ajoutant aux données des valeurs de σ_R imposées avec des erreurs expérimentales artificielles de 1 %. Tous les résultats sont représentés sur le tableau 9 et la figure 19.

On constate que l'ambiguïté de ce type diminue lorsque l'énergie des particules incidentes s'élève et disparaît vers 17 MeV. On peut interpréter ce fait de la façon suivante : plus l'énergie incidente s'élève et plus la distribution angulaire de la diffusion élastique présente de grandes oscillations. Il est évidemment plus facile de trouver divers potentiels rendant compte d'une distribution angulaire assez continue (et voisine d'une distribution coulombienne) que d'une distribution très oscillante.

Au Congrès International sur les Phénomènes de Polarisation qui s'est tenu à Karlsruhe en septembre 1965, deux potentiels optiques ont été présentés rendant compte tous deux de l'ensemble des données expérimentales (diffusion élastique et polarisation) pour des protons d'énergie incidente $\leqslant 20$ MeV sur un grand nombre de noyaux. Les deux potentiels sont les mêmes pour les parties réelles et coulombiennes. Leur différence est :

— potentiel de Perey
$W_D = 13$ MeV $\qquad a_D = 0{,}47$ fermi
potentiel spin orbite b

— potentiel de Rosen
$W_D = 8$ MeV $\qquad a_D = 0{,}74$ fermi
potentiel spin orbite a

Pour ces deux potentiels le produit $W_D a_D = 6 \pm 0{,}1$ ce qui explique qu'ils donnent des résultats comparables pour les distributions angulaires. Nous avons représenté sur la figure 16 nos résultats et ceux de Bearpark comparés aux prévisions théoriques des potentiels optiques de Rosen et Perey. Bien que les deux potentiels présentés au Congrès rendent compte des distributions angulaires de diffusion élastique et de polarisation, seul le second rend compte aussi de la 3e quantité prédite par le modèle σ_R.

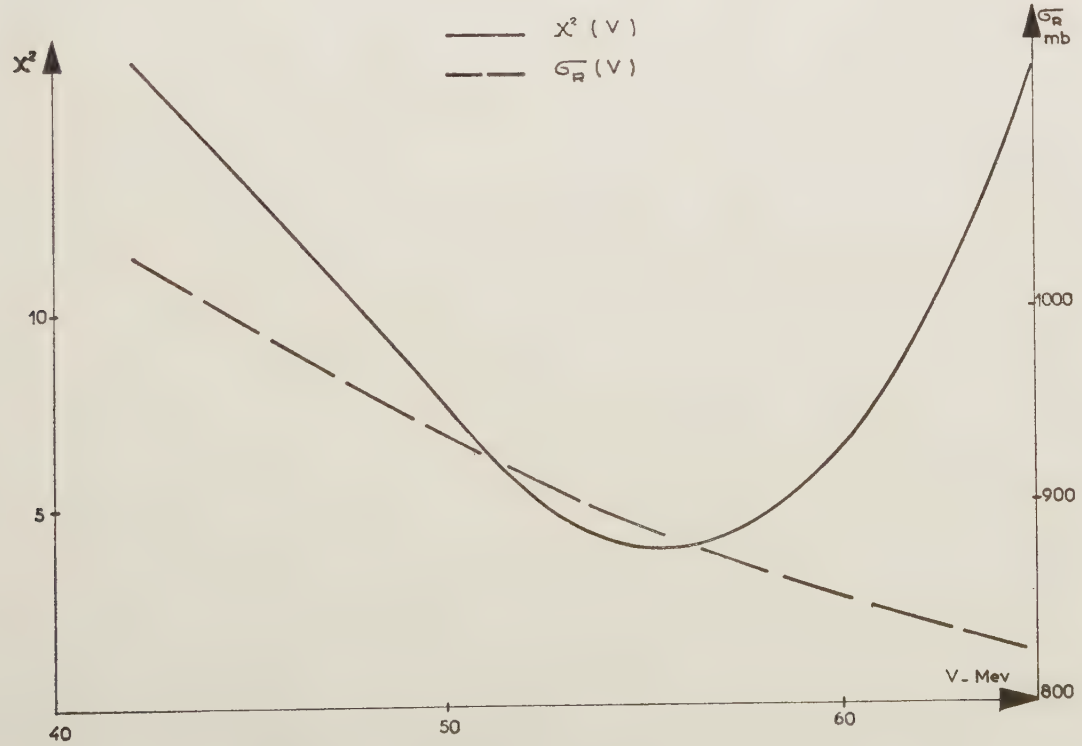

FIG. 18. — *Ambiguïté VxR^n = constante - Rôle de σ_R.*

Tableau IX

"Ambiguïté" $W_D a_D$ = Constante.

E_p MeV	σ_R imposée mb	W_D MeV	a_D fermi	χ^2 par point	σ_R imposée mb	$W_D \times a_D$
9	600	16,96	0,366	6,1	681	6,20
	700	13,75	0,442	2,8	721	6,07
	800	11,93	0,509	3,1	758	6,07
	900	10,67	0,575	5,5	795	6,13
	1 000	8,29	0,721	12,9	878	5,97
	1 100	7,51	0,839	18,6	977	6,30
10	700	14,00	0,437	4,5	795	6,11
	800	12,25	0,495	2,1	818	6,06
	900	10,74	0,560	2,1	864	6,01
	1 000	9,48	0,630	3,9	903	5,97
	1 100	8,07	0,729	7,4	966	5,88
	1 200	6,51	0,879	13,2	1 073	5,72
11	700	14,27	0,437	7,5	859	6,23
	800	12,83	0,481	3,9	885	6,17
	900	11,38	0,533	2,6	914	6,06
	1 000	10,05	0,592	3,9	945	5,94
	1 100	8,77	0,663	4,8	984	5,81
	1 200	7,31	0,770	8,2	1 052	5,62
12	700	15,10	0,409	7,7	888	6,17
	800	13,94	0,441	4,3	907	6,14
	900	12,71	0,477	3,0	927	6,06
	1 000	11,41	0,519	3,2	949	5,92
	1 100	10,32	0,558	4,2	969	5,75
	1 200	9,52	0,593	5,6	985	5,64
17	800	9,48	0,529	5,8	1 045	5,01
	900	9,33	0,537	5,7	1 049	5,01
	1 000	9,19	0,545	5,6	1 053	5,00
	1 100	9,10	0,550	5,6	1 055	4,99
	1 200	9,02	0,554	5,6	1 057	4,99
	1 300	8,98	0,556	5,6	1 059	4,99

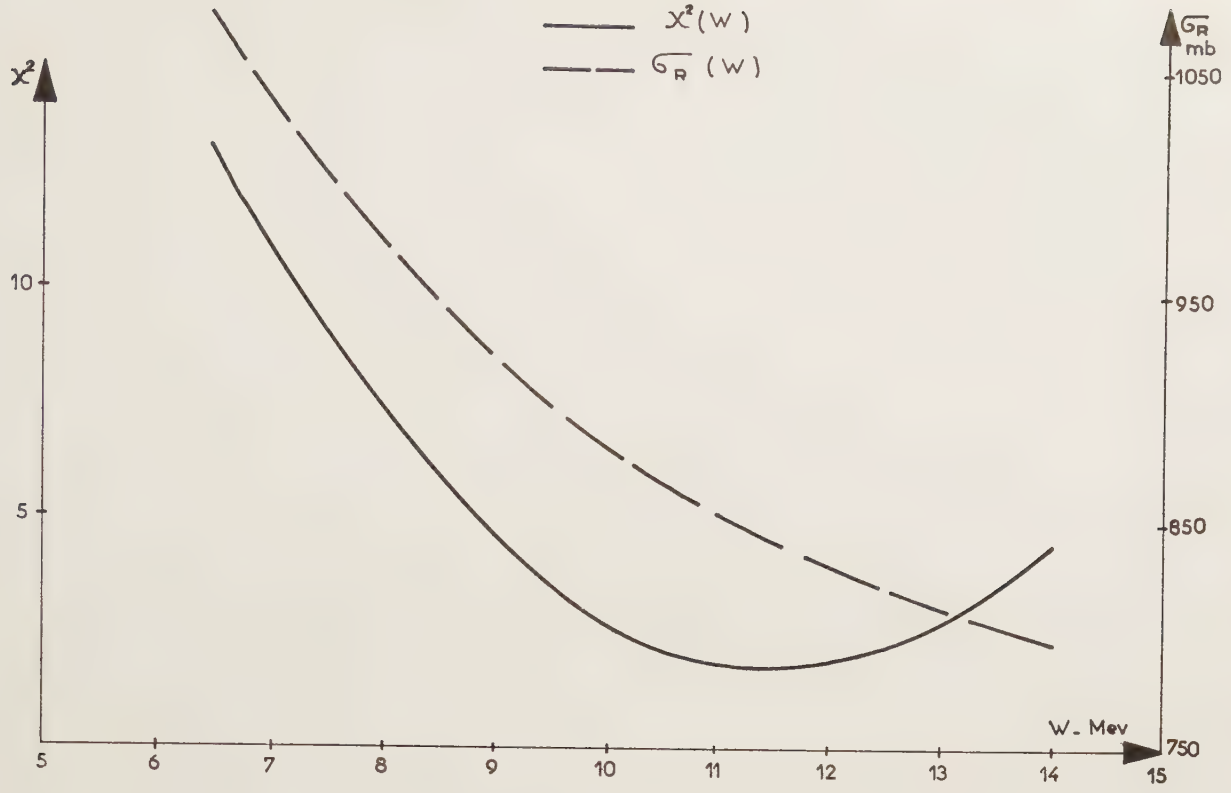

FIG. 19. — *Ambiguïté* $W_D \times a_D$ = *constante. Rôle de* σ_R.

CONCLUSION

Les travaux que nous avons décrits dans ce mémoire consistent en certaines mesures expérimentales de sections de réactions σ_R et en l'étude que cette quantité peut jouer dans la détermination des paramètres du modèle optique.

Travail expérimental.

1) Mesure de σ_R pour des protons d'énergie comprise entre 5 et 11 MeV sur ^{141}Pr et ^{150}Nd par la méthode de sommation de sections efficaces partielles :

Les résultats sont obtenus avec une précision de l'ordre de 10 % (figure 1) par des techniques de radioactivité. Cette méthode peut s'appliquer de deux façons :

— par radioactivité des produits résiduels de chaque "voie". Dans ce cas elle n'est pas générale : il faut que chaque "voie" aboutisse à un noyau radioactif et cette possibilité n'existe pas toujours. D'autre part, elle n'est en général pas précise car elle exige la connaissance des schémas radioactifs souvent difficiles à établir.

— par mesure des fragments émis (n, α, p, etc.). Dans ce cas, elle est générale ; mais il ne faut pas que plusieurs "voies" soient ouvertes sinon les erreurs de mesures pour chaque voie s'ajoutent.

2) Mesure de σ_R pour des protons d'énergie comprise entre 9 et 12 MeV sur le cuivre et le nickel par la méthode de transmission. Les résultats sont obtenus avec une précision de l'ordre de 5 % (figures 16 et 17).

En principe, aux énergies considérées, cette méthode est générale. Cependant, elle est limitée dans son champ d'application vers les noyaux légers par la diffusion élastique composée et vers les noyaux lourds par la diffusion Rutherford.

Au moment où nous avons entrepris ce travail, d'autres groupes avaient déjà mesuré des sections de réaction avec une précision de 5 % — par cette méthode — nous avons été les premiers — simultanément avec le groupe d'Oxford par une autre méthode — à faire des fonctions d'excitation.

Cette méthode a l'inconvénient — comme d'ailleurs la méthode d'atténuation de la charge — d'exiger la connaissance des diffusions élastiques et inélastiques (pour les premiers niveaux) sur la cible considérée.

La méthode d'atténuation de charge, se libérant des détecteurs nucléaires, de toute électronique et acceptant des faisceaux d'intensité "normale" nous paraît bien séduisante quoique certainement difficile à mettre en œuvre.

Analyses avec le modèle optique.

Dans ces travaux, nous avons utilisé des codes de modèle optique comme Scat 4, Abacus 2, Seek, Jib 3.

Nos résultats et les conclusions auxquelles nous sommes arrivés sont :

1) σ_R mesurée pour ^{141}Pr et ^{150}Nd est en accord avec les résultats donnés par le potentiel de Bjorklund et Fernbach. Mais étant donnée la précision d'environ 10 % des résultats, ils ne permettent pas de tester le modèle de façon précise ;

2) σ_R mesurée sur le nickel avec une précision de 5 % est inférieure aux valeurs calculées avec le potentiel de Perey : on interprète ce désaccord comme étant dû à la fermeture de la couche de 28 protons et de la diffusion élastique composée ;

3) σ_R mesurée sur le cuivre avec une précision de l'ordre de 5 % est en accord avec les résultats calculés en utilisant le potentiel de Perey, plutôt qu'avec celui de Rosen ;

4) Bien que le modèle optique phénoménologique comprenne un assez grand nombre de paramètres, un accord acceptable avec l'expérience ne peut être obtenu qu'avec des valeurs raisonnables de ces paramètres ;

5) Les analyses par le modèle optique des données expérimentales de diffusions élastiques et de nos σ_R sur le cuivre mènent à un unique minimum du χ^2 en utilisant le potentiel de Perey ;

6) Les analyses de ces données permettent de résoudre en partie l'ambiguïté $V \times R^n = \text{constante}$.

Par exemple à 12 MeV, $\sigma_R = 925 \pm 40$ mb permet de fixer $V = 51 \pm 4{,}5$ MeV.

7) De plus cette valeur à 12 MeV permet de réduire l'ambiguïté $W_D \times a_D = \text{constante}$ et de fixer $W_D = 13 \pm 2$ MeV.

8) Afin de pouvoir choisir entre une absorption de surface ou de volume, il faudrait pouvoir obtenir σ_R à 1 % environ.

Je remercie :

Le Commissariat à l'Energie Atomique dans le cadre duquel j'ai acquis ma formation et effectué mes travaux,

Monsieur le Professeur Berthelot qui m'a accueillie à mes débuts dans son Service et a bien voulu présider le Jury de cette thèse,

Monsieur Thirion, Chef du S.P.N.M.E., dans le Service duquel j'ai commencé ce travail,

Monsieur Cotton, Chef du S.P.N.B.E., qui m'a généreusement accordé l'aide qui m'était nécessaire pour effectuer les expériences au Tandem et pour une lecture critique du manuscrit.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur Melkanoff qui a été l'initiateur de ce travail, m'a toujours encouragée et aidée de ses précieux conseils.

Je remercie Monsieur Perey qui m'a beaucoup aidée dans l'étude du Modèle Optique Généralisé et dont la collaboration m'a été si fructueuse.

Je suis heureuse d'avoir pu bénéficier, pour toute la partie expérimentale au Tandem, de la collaboration de mon mari, Bernard Delaunay, et des membres de son Groupe Accélérateurs. Leur rôle a été essentiel pour le succès de l'expérience de transmission.

Je suis particulièrement redevable à Monsieur Chaminade pour son aide efficace et amicale non seulement en électronique mais dans de nombreux domaines de la physique.

Enfin, je ne saurais terminer cette liste sans remercier vivement mes compagnons des bons et mauvais jours : Monsieur Passerieux qui a réalisé toute l'électronique de ce travail et m'a aidée pour les mesures, et Monsieur Degraeve pour tant de montages mécaniques délicats.

Je remercie enfin Madame Gugenberger pour sa précieuse collaboration.

ANNEXE I

Corrections élastiques "en dehors de l'angle θ" ($\theta = 60°$).

1) *Par le calcul, avec le code Abacus 2 et le potentiel de Perey.*

Nous avons modifié ce code pour nous permettre de calculer la section efficace élastique intégrée dans le domaine angulaire choisi, par la méthode du trapèze. C'est ainsi que nous avons montré l'importance qu'il y avait de choisir l'angle θ maximal dans le cas de la diffusion de protons de 10 MeV sur le cuivre (figure 4).

Corrections pour le cuivre (avec $W_D = 13$ MeV) :

Les résultats sont donnés sur le tableau 5 et la figure 20.

Corrections pour le nickel :

Les résultats sont donnés sur le tableau 10 et la figure 21 avec les valeurs de $W_D = 13$, 11, 9 et 7 MeV.

2) *Par l'expérience.*

Corrections pour le cuivre :

Nous avons utilisé les données expérimentales de différents groupes [70] pour la diffusion élastique sur le cuivre et les avons intégrées comme précédemment. Les expériences ayant été faites avec des isotopes séparés, nous avons tenu compte du mélange isotopique. Tous les résultats sont donnés sur le tableau II. L'accord expérience-théorie est très satisfaisant et nous avons utilisé effectivement les valeurs calculées (tableau 5) en les interpolant.

Corrections pour le nickel :

Nous avons utilisé les données expérimentales de diffusion élastique sur le nickel [22]. Tous les résultats sont donnés sur le tableau 12, comparés aux résultats obtenus par le calcul (avec $W_D = 13$ MeV). Nous avons utilisé effectivement les corrections provenant de l'expérience sur le tableau 5, en les interpolant.

Tableau X

W_D (MeV) / E_p (MeV)	13	11	9	7
7	485	467	449	432
8	335	325	319	318
9	245	241	242	252
10	187	186	191	205
11	146	147	154	170
12	119	120	128	146

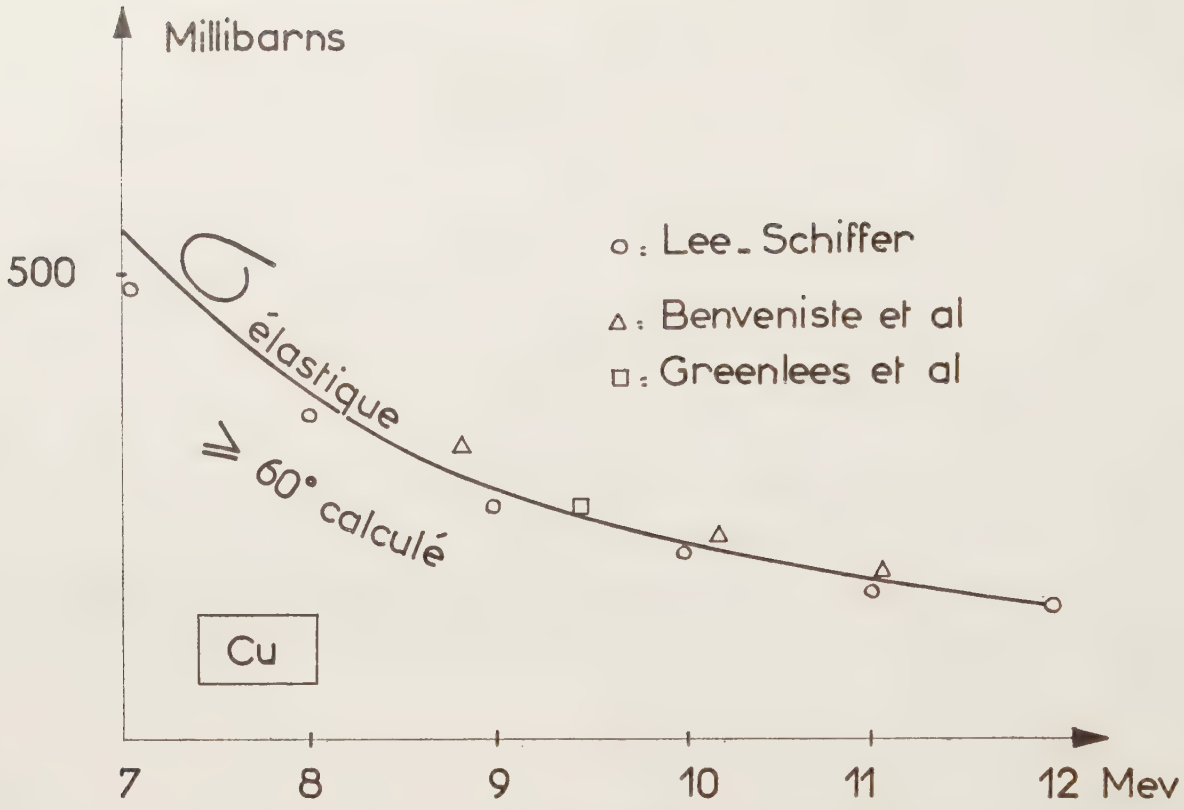

FIG. 20. — *Correction élastique dans le cas du cuivre.*

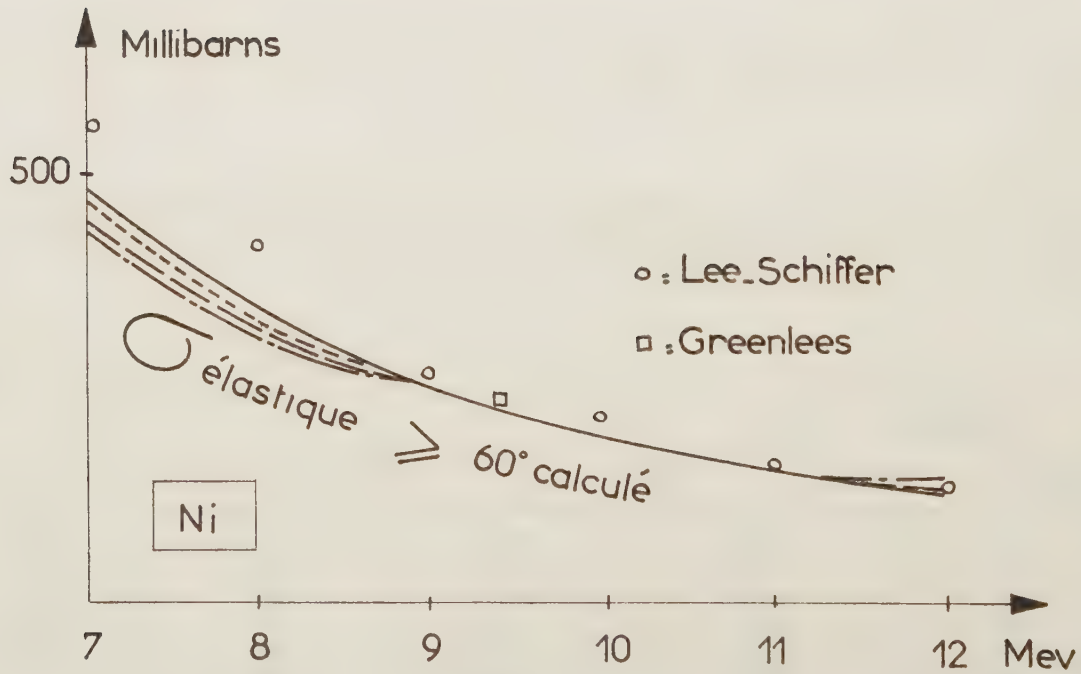

FIG. 21. — *Correction élastique dans le cas du nickel.*

Tableau XI

Auteurs	E_p MeV	^{63}Cu exp. mb	^{65}Cu exp. mb	Cu naturel exp. mb	Cu naturel calcul mb
Lee et Schiffer	7	491	472	485	546
Lee et Schiffer	8	349	327	342	373
Lee et Schiffer	9	245	237	241	268
Lee et Schiffer	10	189	186	188	201
Lee et Schiffer	11	145	156	148	158
Lee et Schiffer	12	131	140	133	129
Greenlees et al	9,4			239	
Benveniste et al	8,8	323	320	322	
Benveniste et al	10,2	207	209	208	
Benveniste et al	11,03	163	176	167	
Benveniste et al	12,29	134	137	135	

Tableau XII

E_p MeV	^{58}Ni exp. mb	^{60}Ni exp. mb	^{62}Ni exp. mb	Ni naturel exp. mb	Ni naturel exp. mb
7	579	541		567	485
8	422	391		413	335
9	277	229		263	245
10	227	190		216	187
11	162	144		156	146
12	140	120	121	130	119

ANNEXE II

Correction inélastique "dans l'angle θ" ($\theta = 60°$).

Nous plaçons le seuil du discriminateur "E" environ 3 MeV au-dessous du pic élastique. Tous les protons diffusés inélastiquement jusqu'à une énergie d'excitation de 3 MeV, dans l'angle θ, ont été comptés comme protons diffusés élastiquement. Il faut évaluer l'importance de la correction nécessaire.

Corrections pour le nickel :

Rappelons (tableau 6) que pour le nickel les principaux isotopes sont ^{58}Ni ($\sim$ 68 %), ^{60}Ni ($\sim$ 26 %).

— la diffusion sur les premiers niveaux 2 + situés respectivement à 1,45 MeV pour le ^{58}Ni et 1,33 MeV pour le ^{60}Ni a été calculée par le code de B. Buck [83]. Il s'agit d'un code d'équations couplées ou de modèle optique "généralisé" pour noyau déformé où le potentiel inclut des termes de transition entre le fondamental et le premier état collectif. La déformation du noyau intervient par le paramètre de déformation collective β.

Nous avons indiqué les potentiels de couplage V_{o2} sur le tableau 13.

Nous avons utilisé les résultats de Benveniste et al [84] pour fixer les paramètres nécessaires. Ceux-ci et les résultats sont donnés sur le tableau 13. Les paramètres sont fixes. Seul, le potentiel réel V a été changé comme pour le potentiel de Perey (c'est-à-dire V (E) = constante — 0,55 E). Les calculs rendent bien compte des diffusions expérimentales [84], compte tenu :

1) de la forme de la distribution angulaire calculée, isotrope aux angles avant ;

2) de la variation faible avec l'énergie de σ_{2+} ;

3) des résultats expérimentaux sur les niveaux 3 — : (situés environ à 3 MeV d'excitation pour les deux isotopes) les sections efficaces sont 10 fois plus faibles que pour les niveaux 2 + [70].

Nous avons décidé d'appliquer une correction inélastique pour l'angle $\theta = 60°$ de 30 $\pm$ mb, l'erreur étant certainement surestimée.

Corrections pour le cuivre :

Nous avons tenu compte des résultats expérimentaux [70] et avons sommé pour chaque angle les diffusions inélastiques sur les différents niveaux observés. Ce travail nous conduit à prendre pour $\theta = 60°$ une correction inélastique constante de 30 $\pm$ 10 mb.

Tableau XIII

	^{58}Ni		^{60}Ni	
E_p MeV	σabsorption mb	$\sigma 2+$ mb	σabsorption mb	$\sigma 2+$ mb
9	694	52	713	31
10	733	56	767	34
11	772	58	813	37
12	810	59	863	39
	Paramètres utilisés à 12 MeV			
	$V = 48$ MeV $R = 1{,}25$ f $a = 0{,}65$ f $W_d = 6{,}65$ MeV $R_d = 1{,}25$ f $a_d = 0{,}47$ f $V_{so} = 6$ MeV $R_{so} = 1{,}25$ f $a_{so} = 0{,}65$ f $\beta = 0{,}225$ $V_{02} = 22{,}67$		$V = 49$ MeV $R = 1{,}25$ f $a = 0{,}65$ f $W_d = 8{,}50$ MeV $R_d = 1{,}25$ f $a_d = 0{,}47$ f $V_{so} = 6$ MeV $R_{so} = 1{,}25$ f $a_{so} = 0{,}65$ f $\beta = 0{,}210$ $V_{02} = 21{,}85$ MeV	

BIBLIOGRAPHIE

[1] V.F. WEISSKOPF. — Congrès International de Physique Nucléaire, Kingston, 1960, 815.
[2] H. FESHBACH, C. PORTER, V.F. WEISSKOPF. — Phys. Rev., 1954, **96**, 448.
[3] P.B. JONES. — The Optical Model, Interscience Publishers, John Wiley, 1963.
[4] P.E. HODGSON. — The Optical Model, Oxford, Clarendon Press, 1964.
[5] Proceedings of the International Conference on Optical Model, Tallahassee, 1959.
[6] Congrès International de Physique Nucléaire, Paris, 1964.
[7] Review F.O.A. 4 A, Stockholm 1964, 4374 - 11.
[8] K.B. MATHER et P. SWAN. — Nuclear Scattering, Cambridge University Press, 1958, a, 394 - b, 393.
[9] D.S. SAXON. — Cours sur le Modèle Optique, a, 29 - b, 54 - c, 61, édité par le Laboratoire Joliot-Curie de Physique Nucléaire, Orsay, 1962.
[10] V.F. WEISSKOPF. — Rev. Mod. Phys., 1957, **29**, 174.
[11] R.W. WOODS et D.S. SAXON. — Phys. Rev., 1954, **95**, 577.
[12] F.G. PEREY. — Phys. Rev., 1963, **131**, 745.
[13] D.S. SAXON. — Congrès International de Physique Nucléaire, Paris, 1964.
[14] A. MESSIAH. — Mécanique Quantique, Dunod, Paris 1959, Chapitre 10.
[15] M.A. MELKANOFF, D.S. SAXON, J.S. NODVIK et D.G. CANTOR. — SCAT 4, University of California Press, 1961.
[16] M.A. MELKANOFF. — Conférence à Orsay (avec le cours de D.S. SAXON), 1962.
[17] E.H. AUEBARCH, Code ABACUS, BROOKHAVEN (non publié).
[18] F.G. PEREY, Code Jib 3, non publié — voir pour la méthode de recherche des paramètres O.R.N.L. 3193, 250.
[19] B.D. WILKINS, U.C.R.L., 10783.
[20] M.A. MELKANOFF, J. RAYNAL, T. SAWADA, Code Seek, University of California, Report 66.10, 1965.
[21] J.K. DICKENS, Phys. Rev., 1966, **143**, 758.
[22] L. LEE et P. SHIFFER, Phys. Rev., 1964, **134**, 765.
[23] D.T. GOLDMANN, Code Optic, 1965, Kapl 3085.
[24] J. DELAUNAY et J. RAYNAL, Nucl. Phys., 1961, **24**, 269.
[25] KHAN, Nucl. Phys., 1963, **41**, 629.
[26] LEMMER, MARIS et TANG, Nucl. Phys., 1959, **12**, 619.
[27] SHAW, Ann. Phys., New York n° 4, 1959, **8**, 509.
[28] L.C. GOMES, Phys. Rev., 1959, **116**, 1226.
[29] HARADA et ODA, Progr. Theor. Phys. (Kyoto), 1959, **21**, 260.
[30] M.A. MELKANOFF, Ecole d'Eté de Yougoslavie, 1964.
[31] F. BJORKLUND et S. FERNBACH, U.C.R.L., 5028.
[32] M.A. MELKANOFF, T. SAWADA, N. CINDRO, Phys. Letters, 1962, **2**, 98.
[33] R.M. EISBERG, Proceedings of the International Conference on Optical Model, Tallahassee, 1959, 63.
[34] A.R. BOODNER, J.R. ROOK, Nucl. Phys., 1962, **31**, 240.
[35] R.F. CARLSON, R.M. EISBERG, R.H. STOKES, T.H. SHORT, Nucl. Phys., 1962, **36**, 511.
[36] Research Trends of Nuclear Physics, 1962 — 1967, Nuclear Structure Physics, National Science Foundation, 1964, 6245 National Science Foundation.
[37] PEIRLS, Congrès International de Physique Nucléaire, Kingston, 1960, 266.
[38] J.S. NODVICK, D.S. SAXON, Phys. Rev., 1960, **117**, 1539.
[39] E.J. BURGE, R.A. GILES, P.E. HODGSON, Proc. Phys. Soc., 1963, **81**, 832.
[40] T.J. GOODING, Nucl. Phys., 1959, **12**, 241.

[41] R.E. Pollock et G. Schrank, Phys. Rev., 1965, **140**, 575.
[42] J. Delaunay, M.A. Melkanoff, J.S. Nodvick, Congrès International de Physique Nucléaire, Padoue, 1963, 192.
[43] J. Benveniste, R. Booth et A. Mitchell, Phys. Rev., 1961, **123**, 1818.
[44] I. Dayton et G. Schrank, Phys. Rev., 1956, **106**, 4.
[45] L. Rosen, J. Brolley et L. Stewart, Phys. Rev., 1961 **121**, 1423.
[46] W. Blanpied, Phys. Rev., 1959, **113**, 1099.
[47] J.S. Nodvik, C. Duke et M.A. Melkanoff, Phys. Rev., 1962 **125**, 975.
[48] J. Delaunay, M. Le Pape et I. Gratot, Nucl. Phys., 1961, **23**, 164.
[49] J. Delaunay, I. Gratot et M. Le Pape, Nucl. Phys., 1961, **24**, 84.
[50] H. Blosser et T. Handley, Phys. Rev., 1955, **100**, 1340.
[51] M. Shapiro, Phys. Rev., 1953, **90**, 171.
[52] R. Nakasima et H. Watanabe, Progr. Theor. Phys., Japan, 1959, **21**, 462.
[53] A. Lane et J. Lynn, Nucl. Phys., 1959, **11**, 646.
[54] J. Delaunay, I. Gratot, M. Le Pape et L. Cohen, J. Phys. Rad., 1960, **11**, 405.
[55] B.L. Cohen et A. Rubin, Phys. Rev., 1959 **114**, 1143.
[56] H. Howe, Phys. Rev., 1958, **109**, 2083.
[57] H. Polack et al, Nucl. Phys., 1958, **5**, 271.
[58] Table des Isotopes, Rev. Mod. Phys., 1958, **30**, 728.
[59] F. Hansen, R. Jopson, H. Mark, C. Swift, Nucl. Phys., 1961, **30**, 389.
[60] Taketani, Alford, Phys. Rev., 1962, **125**, 291.
[61] Romanovski, Timuskev, Valilev, Vest. Mosk. Univ. Sci., III, 1962, **4**, 93.
[62] J. Huizenga, J. Wing, Phys. Rev., 1962, **128**, 280.
[63] G. Greenless, M. Jarvis, Congrès International de Physique Nucléaire, Kingston, 1960, 217.
[64] R. Eisberg, Congrès International de Physique Nucléaire, 1959, 63.
[65] B. Delaunay, et al, Saclay, B.I.S.T., 1965, **91**, 1.
[66] C. Williamson et J.P. Boujot, Rapport C.E.A. n° 2189.
[67] E. Ballamy, N. Evans, Proc. Phys. Soc., 1959, **74**, 485.
[68] C. Batty et al, N.I.R.L., R/81/83, Rutherford Laboratory, G.B.
[69] J. Ball, O.R.N.L., 3311.
[70] O.R.N.L. CP X 2, Oak Ridge.
[71] B. Buck, Oak Ridge, Code d'Equations Couplées — non publié.
[72] M. Makino, Waddell, R. Eisberg, Nucl. Phys., 1964, **50**, 145.
[73] Y. Nagahara, J. Phys. Soc., Japan, 1962, **16**, 133.
[74] R.A. Gile et E.J. Burge, Nucl. Phys., 1964, **58**, 327.
[75] K. Matsuda et al, Nucl. Phys., 1961, **27**, 1.
[76] J. Delaunay, B. Delaunay, J.P. Passerieux, Congrès International de Physique Nucléaire, Paris, 1964, 880.
[77] K. Bearpark, W. Graham, G. Jones, Congrès International de Physique Nucléaire, Paris, 1964, 864, et Nucl. Instr. Methods, 1965, **35**, 235.
[78] H. Arnold, L. Koerts, Amsterdam, INT/63/2, Instituut voor Kernphysisch Onderzoek, Amsterdam.
[79] R. Beurtey, Guillou et J. Raynal, J. Phys. Rad. 1960, **21**, 402.
[80] F. Perey, Proceeding of the International Conference on Polarization Phenomena, Karlsruhe, 1965, à paraître.
[81] L.H. Hansen, Congrès International de Physique Nucléaire, Padoue, 1962, 367.
[82] W. Hauser et H. Feshbach, Phys. Rev., 1952, **87**, 366.
[83] B. Buck, Phys. Rev., 1963, **130**, 712.
[84] J. Benveniste, A.C. Mitchell, B. Buck et C. Ful 323.

C.I.P.N. = Congrès International de Physique Nucléaire.
C.I.P.N. Kingston 1960 = Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure, Kingston Canada, 1960, Bromley et Vogt, éditeurs.
C.I.P.N. Padoue 1962 = Direct Interactions and Nuclear Mechanisms, Clementel et Villi éditeurs (Gordon and Breach).
C.I.P.N. Paris 1964 = Congrès International de Physique Nucléaire, Editions du Centre National de la Recherche Scientifique.

Manuscrit reçu le 5 Septembre 1966

DEUXIÈME THÈSE

Probabilité de spin-flip
dans la diffusion inélastique de protons.

Vu et approuvé :

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
Marc ZAMANSKY

Vu
et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie
de Paris,
Jean ROCHE

Sonovision-Imprimerie
104, rue Castagnary, Paris-15e
Dépot Légal n° 166 - 1966